---

5 Mar, 1895 - 16 Jan, 1896



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — JANVIER 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ..... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

SOCIÉTÉ INTERNATIONALE DES ÉLECTRICIENS.

LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ.

12 et 14, rue de Staël, à Paris.

ORGANISATION D'UNE ÉCOLE D'APPLICATION.

Le Laboratoire central d'électricité comprendra deux services distincts :
1° Le service des étalonnements et essais;
2° Le service de l'Ecole d'application.

I. — Service des essais.

Le service des étalonnements conserve son organisation antérieure. Le Laboratoire continuera à prendre des élèves admis dans les conditions indiquées par le règlement.

II. — Ecole d'application.

L'Ecole d'application a pour but de donner aux ingénieurs les connaissances pratiques qu'exige l'emploi si étendu de l'électricité dans l'industrie.

Conditions d'admission. — Les élèves de toute nationalité seront admis sans limite d'âge. Les candidats non munis d'un diplôme reconnu suffisant auront à subir un examen portant sur les matières suivantes : Electricité (programme de la licence ès Sciences physiques), notions de Mathéma-

(*Voir* la suite à la page 3).

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,
21719 Quai des Grands-Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME QUATRIÈME. — ANNÉE 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

—

1895

1895, Mar 5 – 1896, Jan 16

Haven fund

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LE PROBLÈME D'HUYGENS (¹);

PAR M. BERNARD BRUNHES.

1. Huygens, le premier, s'est posé le problème qui consiste à remplacer, au point de vue de leur effet sur un point extérieur, les sources lumineuses (ou sonores) intérieures à une surface fermée S, par des *sources* distribuées sur la surface S. Fresnel a édifié sur le principe d'Huygens sa théorie de la diffraction : il a donné du problème une solution trop simple qui conduit à des conséquences incomplètement d'accord avec l'expérience. Elle consiste à considérer chaque élément superficiel de la surface S comme un *centre d'ébranlement* animé du mouvement même que possède l'élément.

2. Dans son Mémoire capital *Sur la propagation anomale des ondes* (²), M. Gouy a montré quelles différences existent entre la propagation des ondes planes et la propagation des ondes sphériques.

L'une des anomalies auxquelles conduit l'analyse de Fresnel est la suivante : Dans le cas d'ondes planes, périodiques, si l'on prend pour surface S un des plans d'ondes, on arrive, en combi-

(¹) Résumé d'un Mémoire plus étendu paru dans les *Travaux et Mémoires des Facultés de Lille.*

(²) *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6ᵉ série, t. XXIV, p. 145

nant l'action sur un point M_0 en avant du plan, des centres d'ébranlement élémentaires répandus sur ce plan S, à une valeur de la vitesse au point M_0, qui diffère de la vitesse réelle en ce point par deux particularités : elle est en retard sur la vitesse réelle d'un quart de phase, et son expression contient en dénominateur la longueur d'onde λ qui n'y devrait pas figurer. M. Gouy montre que l'on peut lever la difficulté sans s'affranchir du postulat de Fresnel : — les centres d'ébranlement qu'on imagine ont le mouvement même des points de l'espace où ils se trouvent —, à condition de calculer correctement l'effet, sur ce point M_0, d'un centre d'ébranlement considéré comme envoyant dans l'espace des ondes sphériques.

Le calcul de M. Gouy peut être présenté d'une manière un peu différente. Je me propose, en outre, de montrer que, d'une façon générale, *le postulat de Fresnel est en défaut* (¹) : il n'est vrai que dans le cas particulier d'une onde plane. Enfin, j'indiquerai comment, dans le cas général, il faudrait s'y prendre pour déterminer les sources fictives à distribuer sur la surface S. Ce problème, analogue au problème de Green en Électricité, peut être appelé *problème d'Huygens*.

3. Le mot *source* ou *centre d'ébranlement* a été employé souvent dans un sens extrêmement vague; tout ce qui a été dit là-dessus manquait ou de précision ou d'exactitude jusqu'au jour où Kirchhoff (²) a donné l'expression analytique exacte du principe d'Huygens. Il a démontré, comme on sait, que, pour toute fonction φ des coordonnées x, y, z et du temps qui satisfait à l'équation des petits mouvements

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = a^2 \Delta \varphi, \tag{1}$$

la valeur φ_0 de la fonction au point M_0 situé à l'extérieur de la surface S, qui comprend toutes les sources, est représentée par

---

(¹) Sur cette question, *voir* aussi : MASCART, *Sur le principe d'Huygens et la théorie de l'arc-en-ciel* (*Comptes rendus*, t. CVIII, p. 16; 1889).

(²) KIRCHHOFF, *Sur la théorie des rayons lumineux* (*Optik*, p. 22), traduit par M. Duhem (*Ann. de l'École Normale*, 3ᵉ série, t. III, p. 303; 1886).

l'intégrale de surface

$$\varphi_0 = \frac{1}{4\pi}\int G\left(t - \frac{r}{a}\right) dS, \tag{2}$$

dS étant l'élément superficiel de la surface S, r la distance du point $P(x, y, z)$ où se trouve cet élément dS au point $M_0(x_0, y_0, z_0)$ et G une fonction liée aux valeurs de φ, de $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$ et de $\frac{\partial\varphi}{\partial n_e}$ sur la surface S, par la relation

$$G(t) = \varphi \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_e} - \frac{1}{ar}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\frac{\partial r}{\partial n_e} - \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial n_e}. \tag{3}$$

4. M. Beltrami [1], dans une Note où il donne du théorème de Kirchhoff une démonstration particulièrement élégante, remarque qu'il y a intérêt à ne pas se borner à la considération des fonctions satisfaisant à l'équation (1) dans tout l'espace [2]. Pareille fonction, si elle était nulle à l'origine du temps, serait constamment nulle, de même que le potentiel électrostatique V serait nul s'il satisfaisait en tous les points de l'espace à l'équation de Laplace

$$\Delta V = 0.$$

Dès qu'il y a des *sources d'électricité*, le potentiel V, dans les régions électrisées, satisfait à l'équation plus générale de Poisson

$$\Delta V + 4\pi\rho = 0,$$

dont la solution est

$$V = \int \frac{\rho\, d\tau}{r}.$$

M. Beltrami considère de même l'équation

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = a^2(\Delta\varphi + 4\pi\psi), \tag{4}$$

ψ étant une fonction donnée des coordonnées et du temps. Cette équation admet pour solution

$$\varphi = \int \frac{\psi\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r} d\tau, \tag{5}$$

---

(1) Beltrami, *Atti della R. Accad. dei Lincei*, 5e série, t. I, fasc. 5.

(2) *Voir* aussi Poincaré, *Théorie mathématique de la lumière*, t. II, p. 123.

l'intégrale étant étendue à tous les éléments de volume $d\tau$ de l'espace. $\psi(t)\,d\tau$ est un centre d'ébranlement élémentaire; le véritable centre d'ébranlement réduit à un point correspondrait au point électrisé.

Mais, de même qu'il y a des couches électriques de densité superficielle finie, il pourra y avoir des couches superficielles formées de centres d'ébranlement. La source superficielle élémentaire sur un élément de surface dS est $\sigma(t)\,dS$, σ étant fini, et l'on a

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n_i} + \frac{\partial \varphi}{\partial n_e} = -4\pi\sigma \tag{6}$$

et

$$\varphi = \int \frac{\sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r}\,dS. \tag{7}$$

Je me bornerai pour le moment au cas des ondes longitudinales. Le potentiel des vitesses φ satisfait à l'équation (1) en dehors des centres d'ébranlement et à l'équation (4) en général; il satisfait à l'équation (6) là où il y a des sources surperficielles. On voit que σ, densité de la couche sur laquelle sont réparties les sources, *a les dimensions d'une vitesse* $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$.

De même, en Électricité, on a

$$\frac{\partial V}{\partial n_i} + \frac{\partial V}{\partial n_e} = -4\pi\sigma,$$

σ étant la *densité électrique superficielle,* qui a les dimensions d'une force électrique.

Le problème d'Huygens consistera à déterminer $\sigma(x, y, z, t)$ en chaque point P de la surface fermée S, de telle sorte que, pour tout point M_0 extérieur, on ait identiquement

$$\int \frac{\sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r}\,dS = \varphi_0, \tag{8}$$

$\sigma(x, y, z, t)$ étant une fonction complètement indépendante des coordonnées x_0, y_0, z_0 du point M_0.

5. Remarquons, en passant, que c'est ce problème que résout,

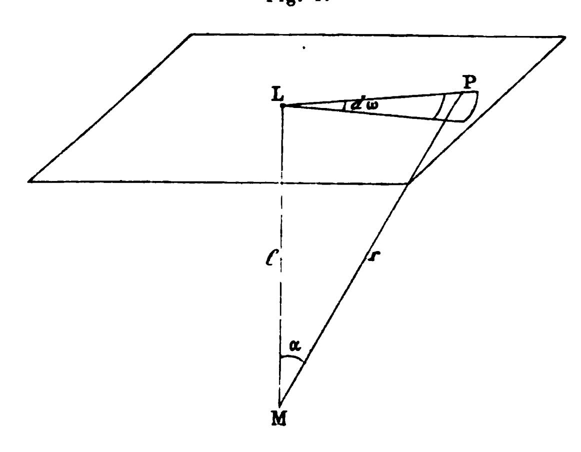
pour le cas de l'onde plane, l'hypothèse de Fresnel, à condition d'introduire la rectification de M. Gouy. L'hypothèse de Fresnel consiste à prendre pour σ, qui a les dimensions d'une vitesse, la valeur même de la vitesse v du mouvement vibratoire au point P. (M. Gouy prend $\sigma = \frac{v}{2\pi}$, mais là n'est pas la rectification essentielle.)

Soit l'onde plane LP (*fig.* 1) sur laquelle on a, pour la vitesse vibratoire,



$$v = F(t).$$

Fig. 1.



On a

$$M_0P = r = \sqrt{l^2 + \rho^2} = \sqrt{(x_0 - x)^2 + \rho^2},$$

x étant l'abscisse du plan LP, et x_0 celle du point M_0 et

$$dS = \rho\, d\rho\, d\omega = r\, dr\, d\omega.$$

M. Gouy remarque que la *vitesse envoyée* par l'élément dS à une distance r est

$$dv_0 = \frac{dS}{2\pi}\left[\frac{1}{r^2}F\left(t - \frac{r}{a}\right) + \frac{1}{r}F'\left(t - \frac{r}{a}\right)\right].$$

En prenant la *composante* Ox (c'est-à-dire normale au plan) de cette vitesse élémentaire qui est dirigée suivant PM_0, on a

$$dv_0 \cos\alpha = dv_0 \frac{l}{r} = \frac{l}{2\pi}\left[\frac{1}{r^2}F\left(t - \frac{r}{a}\right) + \frac{1}{r}F'\left(t - \frac{r}{a}\right)\right]\frac{r\, dr\, d\omega}{r}$$

et

$$v_0 = \int\int dv_0 \cos\alpha = \frac{l}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\omega \int_l^{\infty} \left[\frac{1}{r^2} F\left(t - \frac{r}{a}\right) + \frac{1}{r} F'\left(t - \frac{r}{a}\right)\right] dr,$$

d'où

$$v_0 = F\left(t - \frac{l}{a}\right).$$

D'autre part, la formule (8) étant posée, on a en général, pour la composante, dans la direction x de la vitesse v_0 au point M_0

$$(9) \qquad (v_0)_x = \frac{\partial \varphi_0}{\partial x_0} = \int \frac{\partial}{\partial x_0}\left[\frac{\sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r}\right] dS,$$

$$(v_0)_x = \int \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r}\right] \cos(r, x)\, dS;$$

c'est exactement le calcul de M. Gouy pour le cas de l'onde plane. Il n'y a qu'à faire ici $\sigma(t) = \frac{v}{2\pi} = \frac{F(t)}{2\pi}$ (1).

La rectification de M. Gouy revient en somme à introduire dans cette formule (9) l'indice de dérivation $\frac{\partial}{\partial r}$ devant $\frac{\sigma}{r}$ sous le

(1) Il faut prendre garde toutefois que, dans le cas de l'onde plane indéfinie, l'expression (8) est *infinie :* l'intégrale (8) étendue à une portion de la surface du plan devient infinie, si l'on fait grandir indéfiniment cette portion de surface; tandis que dans ces conditions la dérivée de l'intégrale (8), par rapport à x_0 par exemple, *tend vers une limite finie*. C'est ainsi qu'en Électricité, si on cherche l'action d'une couche électrique répandue sur un plan indéfini, on arrive à une valeur infinie pour le potentiel, à une valeur finie ($2\pi\sigma$) pour la force.

Afin de lever la difficulté qui provient de la différentiation sous le signe $\int$ d'une intégrale définie prise entre deux limites, dont l'une dépend de x_0 lorsque la variable est r, on pourra toujours prendre ρ pour variable indépendante. On a

$$\frac{\partial f(r)}{\partial x_0} = \frac{\partial f(r)}{\partial \rho}\,\frac{x_0 - x}{\rho},$$

que que soit $f(r)$, et les limites entre lesquelles il faut intégrer par rapport à ρ sont o et ∞, c'est-à-dire sont constantes.

signe $\int$. Fresnel prenait simplement

$$(10)\qquad (v_0)_x = \int \frac{\sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r} \cos(r, x)\, dS,$$

avec $\sigma = v$ (¹).

6. En général, la valeur à prendre pour σ sera beaucoup moins simple. Mais d'abord, pourra-t-on trouver en chaque point une valeur de σ résolvant le problème?

On sait ce qu'est le problème de Green en Électricité (²). V étant le potentiel dû à des charges intérieures à la surface S, on a, pour un point extérieur M_0,

$$4\pi V_0 = \int \left(V \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_e} - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial n_e} \right) dS.$$

On cherche à mettre V_0 sous la forme

$$V_0 = \int \frac{1}{r} \sigma\, dS,$$

σ étant indépendant du point M_0.

Si W est une fonction harmonique dans tout l'intérieur de S, égale à V sur la surface même, on a, pour le même point M_0,

$$o = \int \left(W \frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n_e} - \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial n_e} \right) dS;$$

d'où, puisque

$$V = W,$$

$$4\pi V_0 = \int -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial V}{\partial n_e} - \frac{\partial W}{\partial n_e} \right) dS;$$

(¹) Pour un point *éloigné* du plan P la formule (9) donnera

$$(v_0)_x = -\int \frac{1}{ar} \frac{d}{dt} \sigma\left(t - \frac{r}{a}\right) \cos(r, x)\, dS.$$

Au lieu de v qui figurait dans Fresnel, figurera $\frac{dv}{dt}$, ce qui introduit, dans le cas d'ondes périodiques, le $\frac{2\pi}{T}$ qui, avec le facteur $\frac{1}{a}$ donne en dénominateur λ, et ce qui avance la phase de $\frac{\pi}{2}$.

(²) *Voyez* DUHEM, *Électricité*, t. I, p. 165.

donc

$$\sigma = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial V}{\partial n_e} - \frac{\partial W}{\partial n_e}\right). \tag{11}$$

Le problème de Green revient à la détermination de la fonction W, c'est-à-dire au problème de Dirichlet.

7. De même pour le problème d'Huygens. Le théorème de Kirchhoff nous donne (2) et (3)

$$\varphi_0 = \frac{1}{4\pi}\int\left(\varphi\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial n_e} - \frac{1}{ar}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\frac{\partial r}{\partial n_e} - \frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial n_e}\right)dS,$$

l'argument des fonctions φ, $\frac{\partial\varphi}{\partial t}$, $\frac{\partial\varphi}{\partial n_e}$ sous le signe $\int$ étant toujours $t - \frac{r}{a}$.

Déterminons une fonction Φ satisfaisant à l'équation des petits mouvements (1), *dans tout l'intérieur*, constamment égale à φ sur la surface, il en résulte

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

sur la surface. Pour le point M_0 extérieur, on a

$$0 = \frac{1}{4\pi}\int\left(\Phi\frac{\partial\frac{1}{r}}{\partial n_e} - \frac{1}{ar}\frac{\partial\Phi}{\partial t}\frac{\partial r}{\partial n_e} - \frac{1}{r}\frac{\partial\Phi}{\partial n_e}\right)dS;$$

d'où

$$\varphi_0 = \frac{1}{4\pi}\int -\frac{1}{r}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n_e} - \frac{\partial\Phi}{\partial n_e}\right)dS.$$

Le problème se ramène à la détermination de Φ, c'est-à-dire à un problème plus général et plus compliqué que le problème de Dirichlet; l'existence d'une solution n'en a pas encore été rigoureusement établie. On a démontré que, dans certaines conditions, il n'a qu'une solution (1).

8. Je vais en donner une solution dans le cas particulier d'une sphère, ayant une source unique au centre. A une distance l du

(1) *Voir* Poincaré, *Théorie math. de la Lumière*, t. II, p. 134 et suiv.

centre O, on a

$$\varphi = \frac{f\left(t - \frac{l}{a}\right)}{l},$$

$f(t)$ étant une fonction donnée; on trouve

$$\Phi(t) = \frac{1}{l}\,F\left(t - \frac{l}{a}\right) + \frac{1}{l}\,F_1\left(t + \frac{l}{a}\right),$$

F et F_1 étant deux fonctions qu'on détermine (¹) par les conditions : 1° que pour $l = R$, sur la surface de la sphère donnée, $\Phi = \varphi$, 2° que pour $l = 0$ on ait pour Φ une valeur finie, ce qui donne

$$F(t) + F_1(t) = 0.$$

En particulier, si l'on a des ondes périodiques

$$f(t) = \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

on trouve

$$F(t) = \frac{1}{2\sin\frac{2\pi R}{\lambda}} \cos\frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{R}{a}\right)$$

et

$$\sigma(t) = \frac{2}{4\lambda\, R \sin 2\pi \frac{R}{\lambda}} \sin\frac{2\pi t}{T}.$$

La phase de la source superficielle élémentaire est constante, quel que soit R ; c'est la phase même du mouvement au centre : *ce n'est pas la phase de la vitesse sur la sphère de rayon* R.

(¹) On ne *détermine* pas ainsi $F(t)$ complètement. Il est aisé de voir qu'on pourra toujours ajouter à une fonction $F(t)$ satisfaisant au problème une fonction $\psi(t)$ assujettie à la seule condition d'être une fonction périodique du temps, admettant pour période $\frac{2R}{a}$. On peut, en d'autres termes, ajouter à $\sigma(t)$ un terme $\varsigma(t) = \frac{2}{aR}\psi'\left(t - \frac{R}{a}\right)$. Mais on vérifierait que, pourvu que ψ' soit périodique, de période $\frac{2R}{a}$, on a toujours

$$\int \frac{\varsigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r}\,dS = 0.$$

Pour plus de développements, *voir* le Mémoire détaillé.

9. Quelques remarques générales sont nécessaires :

1° Dans l'intégration, nous ne nous occupons pas de distinguer la portion de la surface qui regarde le point M_0, et l'autre côté. Comme en Électricité, nous considérons les actions provenant de toute une surface électrisée, nous regardons ici chaque portion de la couche superficielle comme *transparente* aux actions des autres.

2° La fonction Ψ qui représenterait dans tout l'espace le potentiel des vitesses, provenant des sources élémentaires distribuées sur la surface S, coïncide avec φ dans tout l'extérieur, avec Φ dans tout l'intérieur. Elle est donc continue quand on traverse S. De même la fonction $\frac{\partial\Psi}{\partial t}$ qui, au facteur près $-\frac{1}{a^2}$, représente la *condensation*. Au contraire, pour $\frac{\partial\Psi}{\partial n}$, S est une surface de discontinuité

$$\frac{\partial\Psi}{\partial n_e} + \frac{\partial\Psi}{\partial n_i} = -4\pi\sigma.$$

Comment peut-on imaginer réalisée matériellement pareille distribution de sources superficielles?

10. Prenons un tuyau de forme cylindrique, indéfini, parallèle à Ox. A la tranche origine, où nous mettons une paroi rigide infiniment mince, imprimons un mouvement vibratoire. Soit un déplacement

$$\xi = A \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Si l'on appelle φ_1, v_1, s_1 le potentiel des vitesses, la vitesse et la condensation, pour la tranche du tuyau immédiatement au contact de la paroi rigide, du côté des x positifs, et φ_2, v_2, s_2 les mêmes quantités du côté des x négatifs, on a

$$\varphi_1 = -Aa \sin 2\pi \frac{t}{T}, \qquad \varphi_2 = +Aa \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

$$v_1 = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T}, \qquad v_2 = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T} = v_1,$$

$$s_1 = \frac{2\pi A}{\lambda} \cos 2\pi \frac{T}{t}, \qquad s_2 = -\frac{2\pi A}{\lambda} \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

φ et s éprouvent une discontinuité en traversant la paroi qui est ici la source d'ébranlement, v est continu. Cela est bien évident : la paroi rigide, en se déplaçant, imprime la même vitesse aux tranches d'air immédiatement au contact des deux côtés, et elle produit une condensation d'un côté, une raréfaction de l'autre.

11. C'est le contraire de ce que nous voulons.

Prenons deux parois P_1 et P_2 très voisines, mais pouvant se rapprocher ou s'éloigner en laissant toujours entre elles et à égale distance des deux la tranche origine; elles forment une sorte de tambour ou de soufflet qui se gonfle ou se dégonfle. On a alors le résultat inverse : potentiel des vitesses et condensation continus en traversant cette double membrane, vitesse discontinue. Ce qu'il y a de commun aux deux cas, c'est que, en traversant la source, le produit vs de la vitesse par la condensation change de signe: c'est du signe de ce produit que dépend le sens de la propagation.

La différence (algébrique) des vitesses aux deux côtés est proportionnelle à la condensation *introduite* dans le soufflet, et l'on a

$$v_1 - v_2 = a(s_1 + s_2) = 2as,$$

s étant la condensation intérieure (nombre abstrait).

La couche superficielle qui résout le problème d'Huygens peut donc être réalisée par une double membrane, pouvant se gonfler, et telle qu'en chacun de ses points on puisse régler la pression d'une façon arbitraire et indépendante des points voisins. La condensation à mettre [1] au point P où se trouve l'élément dS serait

$$s = -\frac{2\pi\sigma}{a} = \frac{\partial\varphi}{\partial n_e} - \frac{\partial\Phi}{\partial n_e}.$$

Pareille couche répond à la surface électrisée en Électricité.

---

[1] Il ne faut pas oublier que cette double membrane constitue une couche *transparente;* au point P, on peut avoir une autre *condensation* provenant de l'action d'autres sources : ce qui est indépendant des autres sources, c'est la discontinuité de la vitesse normale, laquelle est proportionnelle à la condensation s introduite à titre de source perturbatrice.

12. Cette double membrane éveille l'idée, non d'une simple couche électrisée, mais d'une couche double, de quelque chose d'analogue à un feuillet magnétique de puissance variable d'un point à l'autre.

L'analogie est simplement dans les mots. Au contraire, *cette double membrane formant soufflet correspond à la simple couche électrisée, et une membrane unique éprouvant en chaque point un déplacement normal à sa surface correspond à la double couche d'électricité.*

Dans la simple couche électrisée et dans la double membrane formant soufflet, il n'y a pas de propriété qui, en un point, implique l'idée de direction. L'élément superficiel du soufflet condense ou raréfie l'air au voisinage, comme le ferait une sphère isolée qui éprouverait des contractions et dilatations.

13. Au contraire, un *élément* électrique formé de deux couches $+\sigma\, dS$ et $-\sigma\, dS$ à une distance ε, — élément de *moment* $\varepsilon\sigma\, dS$, ou $\Sigma\, dS$, Σ étant la *puissance* —, a sur un point M_0 situé à une distance r dans une direction qui fait l'angle θ avec la normale n à l'élément dS, un potentiel égal à

$$\frac{\Sigma\, dS}{r^2}\cos\theta = \frac{\partial}{\partial n}\,\frac{\Sigma\, dS}{r}.$$

De même, accolons deux membranes soufflets ayant en chaque point des condensations égales et de signes contraires (il y a pour l'une diminution de pression égale à l'augmentation de pression de l'autre); elles donnent l'équivalent d'un déplacement d'ensemble, normal en chaque point à l'élément de surface dS. Ici la vitesse reste continue en traversant la surface; la condensation éprouve une discontinuité égale à $\frac{2v}{a}$, v étant la vitesse normale de l'élément de surface, et le potentiel des vitesses une discontinuité égale à $-2a\xi$, ξ étant le déplacement normal. Ce qui correspond à la puissance électrique Σ, c'est donc $-\frac{a\xi}{2\pi}$.

14. Essayer de remplacer les sources intérieures par une couche superficielle de centres d'ébranlement, aux éléments de laquelle on donne des *déplacements normaux*, est donc un pro-

blème autre que le problème d'Huygens. C'est, si l'on veut, *un problème d'Huygens de seconde espèce*.

Il peut paraître, à première vue, que sa solution soit une question de simple bon sens, et qu'elle soit celle à laquelle Fresnel a songé. Enfermons toutes les sources dans une surface formée par une membrane, et donnons à cette membrane en chaque point une vitesse normale égale à la vitesse que possède réellement, dans cette même direction, la couche d'air avec laquelle elle coïncide. Ce système de sources ne donnera-t-il pas en un point extérieur un mouvement identique au mouvement réel?

Eh bien! non. Sans doute, si l'on se donne la surface fermée et les valeurs de $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$ sur la surface égales aux valeurs qu'y prend réellement $\frac{\partial\varphi}{\partial n}$, le problème qui consiste à déterminer une fonction φ satisfaisant à l'équation différentielle et à cette condition aux limites, nous conduira à la fonction φ, qui est le potentiel des vitesses réel. Mais ce n'est pas là le problème. Il s'agit de savoir si, en considérant *chacun de ces éléments comme une source indépendante,* et comme une source double, à laquelle on donnerait pour *puissance* $-\frac{a\xi}{2\pi}$, *ξ étant le déplacement normal réel,* on obtient le même mouvement qu'avec les centres intérieurs auxquels on veut suppléer.

En général :

1° On n'y arrive pas en donnant à la puissance Σ la valeur $-\frac{a\xi}{2\pi}$, ξ étant le déplacement normal réel.

2° On y arriverait en donnant à Σ en chaque point une valeur convenable. On trouverait

$$\Sigma = \frac{1}{4\pi}(\varphi - \Phi),$$

Φ étant une fonction satisfaisant à l'équation des petits mouvements dans tout l'intérieur de S (et finie en tout point intérieur, bien entendu) et telle que, sur la surface S, on ait en tout point et constamment

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n_e} = \frac{\partial\Phi}{\partial n_e};$$

φ_0, au point M_0, est alors donné par l'intégrale

$$\varphi_0 = \int \frac{\partial}{\partial n_e} \left[\frac{\Sigma\left(t - \frac{r}{a}\right)}{r} \right] dS.$$

15. L'analogue en Électricité de ce problème de seconde espèce consisterait à chercher la puissance à donner en chaque point à un feuillet coïncidant avec une surface fermée, pour produire le même champ extérieur que les charges intérieures. *Ce problème de Green, de seconde espèce,* est-il toujours possible?

Un cas particulier important semble prouver que non. On ne peut pas remplacer un point attirant unique par une couche double répandue sur une surface sphérique ayant ce point pour centre. Cette couche, par raison de symétrie, serait un feuillet de puissance constante, et un pareil feuillet n'aura aucune action s'il forme une surface fermée : un pareil feuillet, s'il était magnétique, serait équivalent à un courant traversant un circuit réduit à un point. Mais il est aisé de voir que c'est là *un cas d'impossibilité exceptionnel,* deux équations du premier degré qui doivent déterminer deux coefficients se trouvant ici être incompatibles.

Mais, en général, le problème est possible. Il revient à mettre le potentiel V_0 sous la forme

$$V_0 = \int \frac{\partial}{\partial n_e} \left(\frac{\Sigma}{r} dS \right).$$

(Ici r est la seule quantité qui dépende de n_e.)

On trouve, par un calcul qui est calqué sur celui du § 6, qu'il faut qu'on ait

$$\Sigma = 4\pi(V - W),$$

W étant harmonique à l'intérieur de S, et $\frac{\partial W}{\partial n_e}$ étant égal à $\frac{\partial V}{\partial n_c}$ sur la surface.

16. Remarquons que, dans le cas de l'onde plane, on trouve pour le problème d'Huygens de première espèce

$$\sigma = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial n_e} = \frac{\varphi}{2\pi},$$

pour celui de seconde espèce

$$\Sigma = \frac{\varphi}{2\pi} = -\frac{a\xi}{2\pi},$$

où v et ξ désignent la vitesse et le déplacement *réels*. La démonstration a été donnée par M. Gouy, pour le premier cas (1). Elle est aisée pour le second. *Mais cela n'est pas vrai pour une surface* S *quelconque*. L'onde plane constitue d'ailleurs un cas très spécial et la présence d'une source à l'infini exige qu'on fasse attention avant d'appliquer purement et simplement le théorème de Kirchhoff.

La vitesse $(v_0)_x$ peut être mise soit sous la forme

$$(v_0)_x = \frac{\partial\varphi_0}{\partial x_0} = \frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial}{\partial x_0}\left[\frac{1}{r}\,\frac{\partial\varphi}{\partial n_e}\left(t-\frac{r}{a}\right)\right] d\mathrm{S},$$

soit sous la forme

$$(v_0)_x = \frac{\partial\varphi_0}{\partial x_0} = \frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial^2}{\partial x_0\,\partial n_e}\left[\frac{\varphi\left(t-\frac{r}{a}\right)}{r}\right] d\mathrm{S}.$$

Il faut remarquer qu'ici $\frac{\partial}{\partial n_e} = \frac{\partial}{\partial x}$ et $\frac{\partial^2}{\partial x_0\,\partial n_e} = \frac{\partial^2}{\partial x_0\,\partial x}$.

En se reportant à ce qui a été dit sur la réalisation pratique des solutions des deux problèmes, on voit que la distribution des sources fictives peut se faire sur l'onde plane de deux manières :

1° On peut regarder cette onde comme une onde de *condensation*, y mettre des *sources* semblables aux éléments de surface de la membrane-soufflet, en donnant à la condensation, en chaque point, la valeur réelle de la condensation.

2° On peut regarder l'onde comme une onde de *déplacement*, y mettre des *sources* semblables aux éléments *doubles* de la mem-

---

(1) Pour se convaincre que c'est bien au problème de première espèce que répond son analyse, il suffit d'observer que, dans son calcul, n'intervient en aucune façon l'idée d'une direction privilégiée parmi les directions dans lesquelles rayonne l'élément-source. On prend ensuite la composante de la vitesse suivant une direction déterminée, mais l'élément rayonnant également dans toutes. Au contraire, dans le problème de seconde espèce, l'élément envoie des vitesses, qui en chaque point, dépendent non seulement de r, mais de l'angle θ de r avec la normale à l'élément.

brane qui éprouve des déplacements normaux, et donner au déplacement, en chaque point, la valeur réelle du déplacement.

17. On peut enfin combiner ces deux solutions extrêmes, et considérer l'effet obtenu en superposant une membrane-soufflet, ayant, en chaque point, une condensation égale à une fraction k de la condensation vraie, et une membrane rigide se déplaçant normalement avec un déplacement en chaque point égal à la fraction complémentaire $1 - k$ du déplacement vrai. La combinaison pourrait être réalisée en donnant à la membrane à la fois une variation d'épaisseur par la condensation de l'air intérieur et un déplacement d'ensemble, puis considérant toujours la condensation et le déplacement de chaque élément comme des *sources;* ce calcul donnerait, quelque fût k, un mouvement identique au mouvement réel du côté vers lequel se propage le mouvement.

Au contraire, si l'on étudie l'effet de ces mêmes sources *en arrière,* on voit aisément que l'onde de condensation et l'onde de déplacement se contrarieraient; si l'on fait $k = \frac{1}{2}$, la superposition de leurs effets, calculés comme si les centres d'ébranlement agissaient chacun isolément, donnerait zéro. D'ailleurs, en général, pareille décomposition, indiquée par Fresnel, en ondes de condensation et ondes de déplacement, ne conduirait pas à ce résultat simple, de donner soit en avant, soit en arrière de l'onde, exactement la réalité par la considération des éléments-sources. Sur la surface S, on pourrait bien distribuer des sources des deux systèmes, puisqu'on peut résoudre les problèmes d'Huygens de première et de seconde espèce, mais, en général, ces deux distributions de sources, donnant, en un point quelconque à l'extérieur, les mêmes résultats, ne donneraient pas du tout à l'intérieur des résultats égaux (au signe près) ou proportionnels; et, par suite, il ne serait pas possible, en donnant à k une valeur constante, de réaliser deux systèmes de sources dont les actions s'annuleraient à l'intérieur.

THÉORIE DU PHÉNOMÈNE DE L'ABERRATION DANS LE CAS D'UNE LUNETTE PLEINE D'EAU;

PAR M. H. PELLAT.

On sait que les astronomes de Greenwich ont trouvé que l'aberration astronomique a la même valeur quand on l'observe avec une lunette pleine d'eau ou avec une lunette contenant de l'air. Ce phénomène a été expliqué en tenant compte de l'entraînement de l'éther; mais les explications données jusqu'ici sont un peu vagues. La suivante me paraît à la fois simple et rigoureuse.

Je supposerai l'objectif de la lunette assez mince pour que ses deux plans principaux soient à une distance négligeable; il en sera de même alors des deux points nodaux. Mais ce point nodal, dans le cas où la lunette renferme un milieu d'indice n par rapport à 'air, n'est pas dans le plan principal; il est situé entre l'objectif et le plan du réticule (plan focal), à une distance D de ce plan égale à $\frac{f}{n}$ ($\frac{3}{4}f$ dans le cas de l'eau), en désignant par f la distance du plan de l'objectif au plan du réticule (deuxième distance focale). Il résulte de là que, si dans le plan du réticule on a deux images distantes de d de deux points à l'infini, la distance angulaire α de ces deux points est donnée par

$$\alpha = \frac{d}{D} = \frac{nd}{f}, \tag{1}$$

puisque l'angle des droites qui joignent chacune de ces images au point nodal est égal à l'angle α des rayons incidents correspondant à chacun des points-objets.

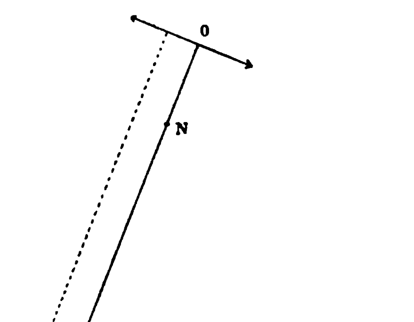
Supposons maintenant une lunette dont l'axe optique OA est réellement dirigé dans la direction d'une étoile, pour fixer les idées, cette lunette étant entraînée par le mouvement de la Terre avec une vitesse v dans une direction AT faisant un angle ω avec la direction de l'axe OA. Négligeons l'entraînement de l'éther par l'air que traverse l'onde lumineuse avant de tomber sur l'objectif, ainsi que la différence d'indice de l'air et du vide. Les ondes ont alors en arrivant sur l'objectif la même direction que si la lunette se mouvait dans le vide. Désignons par t le temps que met la lu-

mière, dans ces conditions, à parcourir l'espace compris entre l'objectif et le plan du réticule, on a

(2) $$f = V'_1 t,$$

en désignant par V'_1 la vitesse de la lumière par rapport à la lunette

Fig. 1.



dans le milieu qu'elle renferme. La théorie de l'entraînement de l'éther donne d'ailleurs

(3) $$V'_1 = V' + \frac{v \cos\omega}{n^2} = \frac{V}{n} + \frac{v \cos\omega}{n^2},$$

en désignant par V' la vitesse de la lumière dans le milieu que renferme la lunette quand ce milieu est au repos et par V la vitesse de la lumière dans le vide.

Pendant ce temps t la lunette s'est avancée dans la direction AT d'une quantité vt, mais l'éther de la lunette s'est avancé dans cette direction d'une quantité $vt\frac{n^2-1}{n^2}$, ou du moins tout se passe comme s'il en était ainsi. Le déplacement relatif BA du réticule par rapport à l'éther est donc donné par

$$BA = vt - vt\frac{n^2-1}{n^2} = \frac{vt}{n^2}.$$

Or, l'image de l'astre se formera au point B, sa distance comptée dans le plan du réticule au point A, où se formerait l'image si la lunette était au repos, est AA', A' étant la projection de B sur le

plan du réticule. La distance AA' $= d$ est donnée par

$$(4)\qquad d = AA' = BA \sin\omega = \frac{vt}{n^2}\sin\omega,$$

d'où, pour l'aberration α [relation (1)]

$$(5)\qquad \alpha = \frac{d}{D} = \frac{nd}{f} = \frac{vt}{nf}\sin\omega,$$

en remplaçant t par sa valeur tirée de (2), en tenant compte de (3), il vient finalement

$$(6)\qquad \alpha = \frac{v\sin\omega}{nf}\,\frac{f}{V_1'} = \frac{v\sin\omega}{V + \frac{v\cos\omega}{n}} = \frac{v\sin\omega}{V\left(1 + \frac{1}{n}\frac{v}{V}\cos\omega\right)}.$$

Or, l'expression $\frac{1}{n}\frac{v}{V}\cos\omega$, qui est rigoureusement nulle quand $\omega = \frac{\pi}{2}$ (aberration maximum), est toujours négligeable devant l'unité. On a donc, avec une approximation bien supérieure à l'observation,

$$(7)\qquad \alpha = \frac{v\sin\omega}{V}.$$

Ainsi, la valeur de l'aberration est indépendante de la nature du milieu transparent contenu entre l'objectif et le plan du réticule.

Nous avons, il est vrai, appliqué la relation

$$(8)\qquad v' = v\,\frac{n^2-1}{n^2},$$

qui donne la vitesse v' de l'entraînement de l'éther dans le cas où cet entraînement a une direction quelconque, tandis que cette relation (8) n'est établie théoriquement et n'a été vérifiée expérimentalement par M. Fizeau que dans le cas où la propagation de l'onde a même direction que le déplacement du milieu pondérable. L'accord de la relation (7) et du résultat des observations de Greenwich peut être invoqué pour montrer la généralité de la relation (8).

APPLICATION DU PRINCIPE DE DOPPLER A L'ÉNERGIE DES RADIATIONS;

PAR M. CH.-ED. GUILLAUME.

Le principe de Doppler ([1]) peut être envisagé au point de vue simplement cinématique, ou au point de vue plus complet de l'énergétique; on s'est presque exclusivement occupé jusqu'ici de sa forme cinématique, mais on peut tirer des résultats intéressants de sa combinaison avec les principes de la science générale de l'énergie.

Considérons un plan indéfini et uniforme, placé en regard d'un miroir qui lui est parallèle; ce dernier renverra à la première surface toute l'énergie qui en émane, et la température de celle-ci restera constante; mais supposons que le miroir s'avance vers la surface rayonnante; le temps employé par les radiations pour accomplir leur trajet diminuera, et, pendant le mouvement du miroir, le corps recevra plus d'énergie qu'il n'en aura émis; sa température s'élèvera donc par le fait de sa propre radiation. Ce phénomène paradoxal s'explique si l'on suppose que le miroir engendre un travail en se déplaçant, et qu'il éprouve une poussée de la part des radiations. Maxwell a déjà donné l'expression de cette poussée, en partant de la théorie électromagnétique des radiations. M. Boltzmann et M. Bartoli ont été conduits au même résultat par la Thermodynamique pure.

([1]) Il serait imprudent d'affirmer qu'aucun physicien, avant Doppler, ait eu connaissance de l'important principe qu'il a formulé; il est difficile, cependant, de concevoir comment Biot a pu écrire ce qui suit, sans en avoir au moins l'intuition :

«... Ce que nous appelons *lumière* n'est qu'un élément particulier de la radiation totale émanée des corps que nous voyons lumineux. D'après les observations que M. Arago a faites sur les rayons venant des étoiles situées dans l'écliptique, et vers lesquelles la terre marche, ou dont elle s'éloigne, une altération de $\frac{1}{10000}$ en plus ou en moins, dans leur vitesse propre, suffit pour leur ôter la faculté de produire la vision dans nos yeux; et la même altération de vitesse transporte cette faculté à d'autres rayons qui ne la possédaient pas auparavant.» (*C. R.*, t. IX, p. 725; 1839.) Le phénomène que décrit Biot ne pourrait être expliqué par le principe de Doppler que si l'on admettait des vitesses très supérieures à celles que l'on observe dans les astres; mais il ne faut pas oublier que Doppler lui-même, qui avait compris la grande importance de son principe, n'était pas beaucoup plus près de la vérité dans ses applications.

On trouve immédiatement la valeur de cette poussée en égalant la quantité d'énergie reçue par le corps rayonnant au produit du déplacement du miroir par l'effort cherché.

Si le miroir ne réfléchit qu'une fraction a de la radiation, l'expression de la poussée est, tout à fait généralement,

$$F = \frac{P(1+a)}{v},$$

P désignant la puissance de la radiation, v sa vitesse de propagation.

Le principe de Doppler permet de se rendre compte immédiatement de la cause intime du phénomène.

Considérons, pour fixer les idées, un corps s'approchant avec une vitesse V d'un observateur immobile. Un mouvement vibratoire de longueur λ, émané du corps rayonnant, est perçu comme un mouvement dont la longueur d'onde est

$$\lambda' = \lambda \frac{v - V}{v}.$$

Posons $\frac{v}{v - V} = r$, d'où

$$\lambda' = \frac{\lambda}{r}.$$

L'ensemble de la radiation d'un corps, que nous supposerons en repos, est donné par une certaine fonction de la longueur d'onde et de la température, que nous écrirons $f(\theta, \lambda)$. Lorsque le corps se déplace, cette fonction se modifie, chaque radiation élémentaire étant transformée en une radiation de longueur d'onde moindre, dans le rapport de r à 1. Nous obtiendrons donc la forme de la radiation modifiée en remplaçant, dans la fonction f, λ par $\lambda' r$. La courbe qui représente cette fonction se rassemblera davantage vers l'origine, et prendra le caractère d'une radiation émise à une température plus élevée. Mais ce n'est pas tout; la puissance d'une radiation augmente proportionnellement au carré du rapport de raccourcissement des ondes (¹), de telle sorte

(¹) Puisque l'énergie d'un mouvement vibratoire est proportionnelle à $ma^2\lambda^{-2}$, m étant la masse en mouvement, a l'amplitude du mouvement.

que la puissance de la radiation sera donnée par

$$r^2 f(\theta, \lambda' r);$$

nous aurions été conduits à la même expression en remarquant que l'énergie reçue dans un temps donné augmente proportionnellement à r, tandis que l'aire de la courbe donnée par la fonction $f(\theta, \lambda' r)$ est r fois plus petite que celle de la courbe $f(\theta, \lambda)$. Nous pouvons donner à cette transformation une forme précise, en adoptant, pour la fonction f, une formule déterminée.

La seule qui, à ma connaissance, repose sur des principes nettement définis, est celle de M. Wladimir Michelson (¹). Elle a été établie en considérant la probabilité des mouvements moléculaires, et comporte une importante vérification (²). Cette formule est la suivante :

$$W_\lambda = B\theta^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{c}{\theta\lambda^2}} \lambda^{-6}.$$

En remplaçant λ par $\lambda' r$, et en multipliant par r, il vient

$$W_{\lambda',\theta} = B\theta^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{c}{\theta r^2 \lambda'^2}} \lambda'^{-6} r^{-5}.$$

Cette formule nous donne la radiation du corps considéré, lorsqu'il se déplace vers l'observateur.

Proposons-nous de chercher dans quelles conditions nous pourrons obtenir le même ensemble de radiations par un corps en repos. Nous devrons conserver λ et modifier la température. Or, si nous remplaçons, dans l'exposant de e, $r^2\theta$ par θ', l'exponentielle correspondra à celle qui convient à un corps dont la température est θ'.

Faisant la même substitution dans le reste de la formule, il vient

$$B\theta^{\frac{3}{2}} \lambda'^{-6} r^{-5} = B\theta'^{\frac{3}{2}} \lambda'^{-6} r^{-7},$$

(¹) W. Michelson, *Essai théorique sur la distribution de l'énergie dans les spectres des solides* (*Journal de Physique*, oct. 1887).

(²) Les considérations purement théoriques développées par M. Michelson conduisent à la relation $A = K\sqrt{T}$, T désignant la température du corps rayonnant, A l'abscisse de l'ordonnée maxima de la courbe représentant le spectre normal de la radiation considérée. La forme définitive donnée par M. Michelson à sa loi générale repose sur la loi expérimentale de Stefan.

et la loi de l'émission sera

$$W_{\lambda',\theta'} = B\theta'^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{c}{\theta'\lambda'^2}} \lambda'^{-6} r^{-7},$$

tandis que, si nous avions simplement élevé la température du corps considéré dans le rapport de 1 à r^2, sans modifier le pouvoir émissif, la radiation aurait été représentée par la formule

$$W_{\lambda,\theta'} = B\theta'^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{c}{\theta'\lambda^2}} \lambda^{-6}.$$

On en conclut que la radiation d'un corps en mouvement peut être remplacée par celle d'un corps en repos, dont la température est plus élevée dans le rapport de 1 à r^2, mais dont le pouvoir émissif est r^7 fois plus faible; néanmoins, l'énergie reçue est r fois plus considérable, puisque, d'après la loi de Stefan, sur laquelle repose la formule de M. Michelson, l'émission totale est proportionnelle à la quatrième puissance de la température.

La transformation que nous venons de faire permet, en outre, de passer directement d'une courbe correspondant à une température donnée à celle qui convient à une température différente.

Si nous avons tracé la courbe correspondant à la température θ, nous obtiendrons celle qui convient à θ', en réduisant d'abord toutes les abscisses dans le rapport $\sqrt{\frac{\theta'}{\theta}}$, cette quantité étant l'analogue de $\frac{r}{1}$. Les ordonnées devront ensuite être multipliées par r^6, puisque la multiplication par r nous ramène à la même aire totale, et celle-ci doit être multipliée par $\left(\frac{\theta'}{\theta}\right)^4$.

Cette variation du pouvoir émissif des corps en mouvement, qui se déduit immédiatement des formules, correspond sans doute à une modification dans les réactions de la matière et de l'éther.

Vérification des formules précédentes. — La relation qui exprime la pression exercée sur un plan par l'énergie ambiante qui est absorbée ou réfléchie par ce plan se vérifie dans un cas très simple, auquel on peut appliquer le calcul élémentaire. La nature de l'énergie n'ayant pas été définie dans la démonstration, le théorème subsiste dans le cas des ondes sonores, à la con-

dition, toutefois, que l'énergie cinétique du gaz ne se transforme ni en totalité, ni en partie en une autre forme de l'énergie, la forme rayonnante par exemple.

Considérons des ondes sonores de puissance P, qui s'éteignent sur un plan. Soit v leur vitesse de propagation ; la pression qu'elles exercent sur le plan est $\frac{P}{v}$.

Si l'onde est entraînée par un mouvement de translation du gaz, la pression due à la vibration s'ajoute à celle qui résulterait de l'attaque du plan par le gaz possédant une vitesse constante, et, en raison de la loi du carré de la vitesse, la pression moyenne est toujours augmentée d'une certaine quantité qui doit être égale à celle que l'on trouve en appliquant la formule générale.

L'effort qui s'exerce sur un plan de surface S, par l'action d'un gaz animé d'une vitesse μ, est égal à $\gamma S \mu^2$, γ étant un coefficient dont la valeur dépend de la densité du gaz, et de son mode d'écoulement après le contact avec le plan.

Si nous supposons que la vitesse μ se compose d'un terme constant u, et d'une fonction périodique, l'effort moyen supporté par le plan sera

$$\gamma S(u^2 + 2\pi^2 a^2 n^2),$$

a étant l'amplitude de la vibration, n sa fréquence.

Le terme $\gamma S u^2$ est dû au mouvement d'ensemble de l'air, tandis que le facteur additionnel $2\pi^2 \gamma S a^2 n^2$ provient du mouvement périodique.

Nous savons, d'autre part, que l'énergie totale d'un volume Q d'un corps de densité δ soumis à un mouvement vibratoire est

$$2\pi^2 \delta Q a^2 n^2.$$

Si cette vibration s'éteint sur le plan, l'effort qu'elle exerce sera

$$\frac{P}{v} = \frac{2\pi^2 \delta Q a^2 n^2}{v}.$$

Or, le volume Q contenant la quantité d'énergie qui frappe la surface S dans l'unité de temps est égal à Sv; donc

$$\frac{P}{v} = 2\pi^2 \delta S a^2 n^2.$$

Nous avons ainsi deux valeurs distinctes de la pression due à la vibration ; ces valeurs sont égales si

$$\delta = \gamma.$$

Or on sait que, lorsqu'un courant fluide frappe normalement un plan et s'écoule tangentiellement à ce plan, le coefficient γ est égal à la masse spécifique du fluide.

La formule générale, trouvée en partant des principes de l'énergétique, est donc vérifiée dans ce cas particulier.

ARGENTURE DES GLACES A FROID;

PAR MM. AUGUSTE ET LOUIS LUMIÈRE.

On a indiqué jusqu'ici, pour l'argenture des glaces à froid, un certain nombre de procédés qui paraissent présenter l'inconvénient d'être compliqués et d'exiger des soins très minutieux.

En étudiant les propriétés de l'aldéhyde formique, nous avons remarqué que cette substance donne facilement, avec les solutions ammoniacales de nitrate d'argent, des miroirs adhérents susceptibles de polissage facile.

En opérant convenablement, nous avons remarqué que la plus grande partie de l'argent contenu dans les liqueurs argentiques se dépose sur les glaces, ce qui évite les résidus et diminue le prix de revient.

Le procédé est en outre des plus simples et nous a paru, pour ces motifs, intéressant à signaler.

Nous avons déterminé empiriquement les proportions relatives des réactifs et leur concentration ; après un grand nombre d'essais nous nous sommes arrêtés à la méthode suivante :

On prend 100^{cc} par exemple, d'une solution à 10 pour 100 de nitrate d'argent à laquelle on ajoute goutte à goutte une quantité d'ammoniaque juste suffisante pour dissoudre le précipité formé tout d'abord. On doit se garder d'avoir un excès d'ammoniaque qui nuirait à la formation du dépôt. On complète ensuite le volume à un litre par addition d'eau distillée et l'on obtient ainsi ce que nous appellerons la solution A.

D'autre part, on dilue, à l'aide d'eau distillée, la solution à 40 pour 100 de formaldéhyde du commerce, de façon à obtenir une dissolution à 1 pour 100. Cette dissolution, que nous appellerons B, se conserve assez longtemps, à raison de son degré de dilution.

On a pris la précaution de nettoyer parfaitement la surface à recouvrir en la frottant avec une peau de chamois imprégnée de rouge anglais et, au moment d'opérer, on prend :

Solution A.............	2 volumes
» B............	1 volume

que l'on mélange rapidement, d'une façon complète, puis on verse ce mélange sur la glace à argenter, sans temps d'arrêt, en la recouvrant d'un seul coup.

Au bout de cinq à dix minutes, à la température de 15° à 19°, tout l'argent de la solution s'est déposé sur le verre en une couche brillante qu'on lave sous un jet d'eau. On laisse sécher et il ne reste plus qu'à vernir, si l'on utilise comme surface réfléchissante celle en contact avec le verre, ou à polir avec les précautions d'usage, dans le cas où l'on fait usage de la couche elle-même, ainsi que cela a lieu dans certains instruments astronomiques.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

T. XXXVII; 1er semestre 1894.

Électricité.

G.-M. MINCHIN. — Action des radiations électromagnétiques sur des pellicules contenant des poudres métalliques, p. 90-94.

Après avoir rappelé les résultats des expériences de M. Branly(1) sur la conductibilité des mélanges de limailles métalliques et de corps isolants, l'auteur décrit quelques expériences sur le même sujet.

---

(1) BRANLY, *Conductibilité électrique des corps isolants* (*Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 459).

Sur une plaque de verre ou d'ébonite, on verse une couche très mince de gélatine ou de collodion et, avant que cette couche soit complètement sèche, on répand à sa surface la poudre métallique tenue en suspension dans de l'alcool. Par évaporation de l'alcool, on obtient une pellicule recouverte d'une couche métallique discontinue.

L'un des pôles d'une batterie de piles est relié à la pellicule par une pince P; l'autre est relié à un galvanomètre d'où part un fil de platine terminé par un bouton Q que l'on déplace sur la pellicule.

On observe les faits suivants :

1° Le courant ne passe pas, même quand le contact Q n'est qu'à un demi-millimètre du contact P;

2° La pellicule devient conductrice dès qu'on touche un point du circuit avec un corps électrisé, le bouton Q étant en contact avec un point quelconque de la pellicule;

3° La rupture du contact en Q fait disparaître la conductibilité, instantanément si la pellicule est récemment préparée, au bout d'une demi-minute environ si la pellicule date de plusieurs jours; la rupture du circuit en tout autre point ne fait pas disparaître la conductibilité;

4° Comme dans les expériences de M. Branly, la conductibilité peut être produite au moyen d'ondes électromagnétiques;

5° Les pellicules sont beaucoup moins sensibles aux chocs mécaniques que les tubes à limailles; elles ne semblent être affectées ni par la chaleur, ni par la lumière;

6° Dans quelques cas, il a suffi de souffler sur la pellicule pour en détruire la conductibilité; d'autres fois, un jet de vapeur a produit le même effet.

Oliver-J. LODGE. — Sur l'acquisition soudaine du pouvoir conducteur par une série de particules métalliques séparées, p. 94-95.

Lord Rayleigh a constaté que, si l'on approche un bâton de cire électrisé d'un jet d'eau vertical, on empêche les gouttelettes de rebondir les unes sur les autres, et que deux jets qui se rencontrent cessent de rebondir dès qu'on les relie respectivement aux pôles d'un élément Grove. Suivant M. Lodge, on peut expli-

quer ces phénomènes par la formation dans chaque goutte d'une chaîne de molécules polarisées se terminant, sur un hémisphère, par un atome d'oxygène chargé négativement et, sur l'autre, par un atome d'hydrogène chargé positivement; quand les pôles de noms contraires de deux gouttes viennent en contact, ces gouttes s'attirent non seulement par l'effet de leurs forces cohésives ordinaires, mais encore par celui des forces électriques; par suite, le rayon d'action des molécules se trouve agrandi et la cohésion peut s'exercer à une distance bien plus grande.

L'auteur pense que la conductibilité d'une chaîne de particules métalliques peut être attribuée à une cause du même genre.

A.-W. RUCKER. — Sur la protection magnétique produite par des feuillets sphériques concentriques, p. 95-131.

L'auteur calcule dans quel rapport se trouve réduite la force magnétique en un point, quand on entoure d'un feuillet sphérique ou de plusieurs feuillets sphériques concentriques, soit la région de l'espace où se trouvent les masses magnétiques produisant le champ, soit celle où se trouve le point considéré. Il se place dans le cas particulier où le champ magnétique est de révolution autour d'une droite passant par le centre commun des feuillets et où la perméabilité magnétique de chaque couche est constante.

Parmi les résultats qu'il obtient, le plus important est celui-ci : la protection produite par plusieurs feuillets de même perméabilité séparés les uns des autres par une couche d'air (ou par une couche d'une substance de perméabilité moindre que celle de la substance formant les feuillets) est beaucoup plus grande que la protection que l'on aurait avec un seul feuillet ayant une épaisseur égale à la somme des épaisseurs des feuillets séparés.

H. NAGAOKA. — Hystérésis accompagnant la variation de longueur du fer et du nickel sous l'influence de la magnétisation, p. 131-141.

La tige de nickel ou de fer est placée sur un support horizontal en cuivre, à l'intérieur d'une bobine magnétisante de 30^{cm} de longueur; l'une de ses extrémités est solidement assujettie au support; l'autre appuie contre une sorte de levier portant un miroir. De la rotation de ce miroir, observée par la méthode de Poggen-

dorff, on déduit la variation de longueur de la tige. La dilatation thermique résultant de l'élévation de température produite par le courant magnétisant est compensée au moyen d'une disposition analogue à celle qu'on emploie dans le pendule à gril.

Avec une tige de nickel de $19^{cm},4$ de long et $0^{cm},204$ de diamètre, on observe une contraction qui augmente rapidement quand la valeur du champ magnétique atteint 8 unités C.G.S.; en diminuant l'intensité du champ, la tige s'allonge, mais la courbe représentative de la variation de la longueur en fonction du champ n'est pas la même que pour les valeurs croissantes de l'intensité. Si, après avoir diminué peu à peu l'intensité du champ magnétisant, on renverse le sens du courant, on constate que la tige continue à s'allonger un peu, puis se contracte quand le champ augmente d'intensité; une nouvelle diminution de la valeur absolue du champ produit un allongement. La courbe correspondant à un cycle fermé de magnétisation affecte la forme d'un 8 dont le point double est situé sur l'axe d'intensité de champ nulle.

Avec le fer, on observe d'abord un allongement quand le champ magnétisant croît. La courbe correspondant à un cycle de magnétisation fermé est plus compliquée qu'avec le nickel, mais elle est encore symétrique par rapport à l'axe d'intensité nulle.

La contraction du nickel et l'allongement du fer par l'aimantation présentent donc très nettement de l'hystérésis.

C.-G. KNOTT. — Cycles d'allongement et de torsion magnétiques, p. 141-143.

On sait que si l'on fait passer un courant dans un fil de fer ou de nickel aimanté longitudinalement, le fil éprouve une torsion qui dépend de l'intensité du courant et de celle du champ magnétisant.

Il y a quelques années déjà, l'auteur, développant une idée émise par Maxwell, a montré que cette torsion peut être expliquée par la variation de longueur qui accompagne la magnétisation. Les résultats obtenus par M. Nagaoka (*voir* ci-dessus) dans l'étude de ce dernier phénomène confirment cette explication.

John DANIEL. — Étude de la polarisation d'une cloison métallique mince placée dans un voltamètre, p. 185-201 et 288-309.

Un voltamètre est séparé en deux compartiments étanches par une lame de verre percée d'une ouverture circulaire sur laquelle est tendue une feuille mince d'or, de platine, d'argent ou d'aluminium. Le voltamètre contient une solution d'acide sulfurique, de sulfate de cuivre, de sel marin ou de potasse. Les électrodes sont généralement des lames de platine platiné; dans le cas où l'on emploie le sulfate de cuivre comme électrolyte, des lames de cuivre sont prises comme électrodes. Ces électrodes peuvent être reliées, au moyen d'un commutateur, à un circuit comprenant une batterie d'accumulateurs et une résistance R variable à volonté. En dérivation sur ce circuit est placé un galvanomètre très sensible.

La cloison métallique étant enlevée, on fait passer dans le voltamètre un courant dont l'intensité I se déduit de la déviation galvanométrique; la cloison étant remise en place et le courant des accumulateurs traversant le voltamètre, on diminue la résistance R jusqu'à ce que l'intensité de ce courant reprenne la valeur I; on voit facilement que la force électromotrice de polarisation x de la cloison métallique est donnée par la relation $x = I\omega$, ω étant la quantité dont il a fallu diminuer la résistance R dans la seconde partie de l'expérience.

De nombreuses mesures de x ont été faites dans ces conditions principalement avec des feuilles d'or dont la plus mince avait $0^{mm},000087$ d'épaisseur et la plus épaisse $0^{mm},25$.

Le résultat le plus intéressant est qu'il existe, pour chaque métal, une épaisseur critique au-dessous de laquelle la polarisation de la cloison est nulle ou tout au moins trop petite pour être observable, et une autre épaisseur critique au-dessus de laquelle les feuilles se polarisent aussi fortement qu'une lame épaisse. Pour les solutions électrolytiques employées, l'épaisseur critique minimum est *plus grande* que $0^{mm},000009$ pour l'or, que $0^{mm},00015$ pour le platine et que $0^{mm},0005$ pour l'aluminium; elle est *plus petite* que $0^{mm},0004$ pour l'or et que $0^{mm},002$ pour le platine et l'argent. L'épaisseur critique maximum semble être d'environ

$0^{mm},004$ pour l'or. La loi suivant laquelle la polarisation dépend de l'intensité du courant polarisant et du temps pendant lequel passe ce courant n'est pas la même pour une feuille d'épaisseur inférieure à l'épaisseur critique minimum et pour une feuille plus épaisse.

La seconde partie du travail est consacrée à l'étude du passage des ions à travers une cloison métallique et à la recherche de l'intensité minimum du courant capable de faire apparaître sur cette cloison les produits de décomposition de l'électrolyte. Il semble résulter des expériences faites avec un voltamètre contenant une dissolution de sulfate de cuivre du côté de l'anode et de l'eau acidulée du côté de la cathode, que le passage du courant n'est pas accompagné du passage de l'ion cuivre à travers la cloison. Quant à l'intensité minimum du courant faisant apparaître des produits de la décomposition sur la cloison, elle peut varier de quelques centièmes d'ampère à 10 ampères, suivant la matière de cette cloison, la nature, la concentration et la température de la solution électrolytique.

JAMES SWINBURNE. — Potentiomètre pour courants alternatifs, p. 201-204.

L'auteur décrit deux dispositions permettant d'étalonner les instruments destinés aux courants alternatifs avec une différence de potentiel continue; dans l'une des dispositions, on se sert d'un électromètre à quadrants; dans l'autre, d'un électrodynamomètre différentiel.

G.-M. MINCHIN. — Calcul du champ magnétique d'un courant circulant dans une bobine cylindrique, p. 204-215.

L'équivalence des effets magnétiques d'un courant fermé et d'un feuillet de même contour permet de remplacer chaque couche de fil de la bobine par une distribution magnétique uniforme, de densité convenable sur l'une et l'autre base du cylindre que forme cette couche de fil. L'auteur commence donc par calculer le potentiel magnétique en un point de l'espace d'une couche magnétique circulaire uniforme. Au lieu d'exprimer ce potentiel, comme on le fait ordinairement, par une série d'harmo-

niques sphériques, laquelle ne convient guère que si le point est très rapproché ou très éloigné de la couche magnétique, il l'exprime au moyen d'intégrales elliptiques. Il est ainsi conduit à une expression du potentiel d'une bobine qui lui permet de trouver géométriquement quelques propriétés du champ.

W. HUEY STEELE. — Diagrammes thermoélectriques de quelques métaux, p. 218-227.

La force électromotrice des couples est mesurée en l'opposant à la différence de potentiel de deux points d'un circuit comprenant un élément Latimer-Clark et une très grande résistance; un galvanomètre très sensible permet de reconnaître quand la compensation est atteinte. Quand le couple était formé d'un métal quelconque M et de cuivre, on soudait directement les extrémités d'un fil de métal M aux fils de communication qui étaient en cuivre, et les portions voisines des soudures étaient enroulées autour des réservoirs de deux thermomètres très sensibles plongés, l'un dans un bain de pétrole chaud, l'autre dans un bain de pétrole froid. Quand le couple était formé de deux métaux quelconques M et M′, les deux soudures du couple étaient disposées de la même manière et les soudures de M′ avec les fils de communication étaient placées dans un même bain de pétrole à la température de la salle. Un dispositif de la méthode permettait de tenir compte des faibles forces électromotrices dues aux légères différences de température des diverses parties de l'appareil.

Les expériences ont été faites entre 0° et 100°C.; aux températures plus élevées, il se développait des forces électromotrices irrégulières enlevant toute signification aux résultats. Elles ont montré que la force électromotrice e d'un couple dont les soudures sont maintenues à T_0 et T peut être représentée par

$$e = a(T - T_0) + b(T - T_0)^2.$$

L'auteur en a déduit, pour les pouvoirs thermoélectriques par rapport au plomb, les relations suivantes :

Aluminium	$-52,7 + 0,21t$
Étain	$-11,1 + 0,04t$
Zinc	$80 + 1,95t$
Thallium	$214 - 0,77t$
Argent	$250 + 1,15t$
Or	$254 + 1,31t$
Cuivre	$276 + 1,22t$
Cadmium	$285 + 3,89t$
Antimoine	$3558 + 14,5\ t$

Il termine son Mémoire par l'indication des moyens qui lui ont permis de se procurer des métaux purs.

G.-M. MINCHIN. — Calcul du coefficient de self-induction d'un courant circulaire d'ouverture et de section droite données, p. 300-304.

Soient a le rayon de la circonférence formée par l'axe du fil, c le rayon de ce fil; l'auteur, en s'appuyant sur des résultats publiés antérieurement ([1]), trouve, pour le coefficient de self-induction,

$$\pi\left[4a(L-2)+2c\left(L-\frac{5}{4}\right)-\frac{c^2}{16a}(2L+19)\right],$$

quand la densité du courant en chaque point de la section droite varie en raison inverse de la distance de ce point à la normale au plan du fil menée par son centre, et

$$\pi\left[4a(L-2)+2c\left(L+\frac{3}{2}\right)+\frac{c^2}{16a}(4L+11)\right],$$

quand le courant est superficiel, L désignant la quantité

$$L = \log 8a - \log c.$$

J.-J. THOMSON. — Sur l'électricité des gouttes, p. 341-359.

On sait que si l'eau tombe goutte à goutte dans un récipient, l'eau recueillie se charge positivement et l'air ambiant négativement ([2]). M. Thomson, en opérant avec de l'eau pure et avec de

([1]) *Philos. Mag.*, t. XXXV, p. 354, et t. XXXVI, p. 201. — *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 279.

([2]) LENARD, *Sur l'électricité des chutes d'eau* (*Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 584; *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 70).

nombreuses dissolutions, très diluées ou de concentrations moyennes, tombant dans de l'air, de l'hydrogène, du chlore ou de la vapeur d'eau, a constaté que le signe de la charge prise par le liquide dépend de la nature du gaz environnant et de la nature et de la concentration de la dissolution. Les principaux résultats qu'il a obtenus sont :

1° L'électrisation de l'eau pure est positive quand les gouttes se forment dans l'air; elle est négative quand elles se forment dans l'hydrogène bien privé d'air.

2° Les dissolutions très diluées d'acides chlorhydrique, iodhydrique, oxalique et de chlorure de zinc tombant dans l'air s'électrisent moins que l'eau pure; l'électrisation diminue quand la concentration augmente; elle devient nulle à partir d'un certain degré de concentration.

3° Les dissolutions de permanganate de potassium, de trioxyde de chrome, de peroxyde d'hydrogène, de rosaniline et de violet de méthyle tombant dans l'air, donnent lieu à une électrisation de signe contraire à celle que l'on obtient avec l'eau pure.

4° Les dissolutions très diluées de phénol, d'éosine et de fluorescéine tombant dans l'air s'électrisent plus fortement que l'eau pure; quand la concentration augmente, l'électrisation commence par augmenter; elle diminue ensuite et peut changer de signe.

5° En remplaçant l'air par le gaz d'éclairage, l'électrisation conserve le même signe. Avec l'hydrogène, tous les liquides étudiés, à l'exception de l'éosine, la rosaniline et le violet de méthyle, présentent des électrisations inverses de celles qu'elles présentent avec l'air.

6° De l'eau pure tombant dans une atmosphère de vapeur d'eau bien privée d'air, et de l'eau de chlore tombant dans du chlore, ne donnent lieu à aucun dégagement d'électricité.

Comme M. Lenard, l'auteur explique ces phénomènes par l'existence d'une couche double électrique à la surface de contact des gouttes et du milieu gazeux qui les environne. La discussion de ces résultats expérimentaux le conduit à attribuer la formation de cette couche double à une action chimique entre l'eau, la matière dissoute et le milieu ambiant, et à représenter la valeur de

l'effet électrique résultant de la séparation de la couche double par

$$A\varepsilon^{-\beta m} + C\varepsilon^{-\gamma m},$$

m représentant le poids de matière dissoute dans l'unité de volume d'eau, et A, C, β, γ étant des constantes. Les courbes représentant la variation de cette expression en fonction de *m* ont la même forme que celles qui représentent les résultats expérimentaux 3, 4 et 5, si l'on suppose successivement $C = 0$, $C < 0$ et $C > 0$.

L'auteur montre ensuite que la différence de potentiel au contact de l'eau pure et de l'air ne peut être de l'ordre de grandeur du volt, car, s'il en était ainsi, la constante capillaire d'une solution diluée de sel marin, qui ne donne lieu à aucun phénomène électrique, devrait surpasser de 44 unités celle de l'eau pure, ce qui n'a pas lieu.

JOHN KERR. — Expériences sur une question fondamentale en Électro-optique. Réduction des retards relatifs à des retards absolus, p. 380-394.

Ces expériences se rapportent au phénomène de la double réfraction électrique, découvert par l'auteur en 1875. Elles conduisent à la loi suivante, si l'on admet, avec Fresnel, que la direction de la lumière polarisée est perpendiculaire au plan de polarisation.

Des deux vibrations composantes qui sont respectivement perpendiculaire et parallèle à la direction des lignes de force, c'est *seulement* cette dernière qui est immédiatement affectée par le champ électrique; sa vitesse de propagation est *diminuée* ou *augmentée* suivant que le diélectrique se comporte comme un cristal uniaxe *positif* ou comme un cristal uniaxe *négatif* dont l'axe est parallèle aux lignes de force.

Cette loi est établie pour deux liquides diélectriques positifs : le sulfure de carbone et l'huile de paraffine, et pour deux liquides négatifs : l'huile de colza et l'huile de phoque.

Dans ces recherches, l'auteur a rencontré de très grandes difficultés résultant des phénomènes optiques irréguliers dus aux mouvements tourbillonnaires intenses qui prennent naissance dans le liquide soumis au champ électrique. Après de nombreux

insuccès (les premières expériences remontent à 1882), M. Kerr s'est servi d'un réfractomètre interférentiel de Jamin pour la lumière polarisée. Sur le trajet des deux faisceaux lumineux qui se propagent entre les deux spaths de l'appareil est placée une *cellule* remplie de sulfure de carbone et contenant deux plaques métalliques verticales formant les armatures d'un condensateur; l'un des faisceaux seulement passe entre ces armatures. Ayant disposé l'appareil de manière que la direction de vibration de ce faisceau soit perpendiculaire aux armatures, on observe la position des franges, le condensateur n'étant pas chargé. En chargeant le condensateur, on voit les franges se déplacer et, dans certains cas, ce déplacement atteint un cinquième de frange; les franges reviennent brusquement dans leurs positions initiales quand une étincelle éclate entre les conducteurs de la machine électrique servant à la charge du condensateur. Quand on fait tourner de 90° le plan de polarisation du faisceau lumineux passant entre les armatures, le déplacement des franges est irrégulier et n'atteint pas un centième de frange; il est dû à des mouvements tourbillonnaires du liquide.

Le sens du déplacement observé quand le plan de polarisation est perpendiculaire aux lignes de force permet de reconnaître qu'il y a diminution de la vitesse de propagation de ce rayon dans le cas du sulfure de carbone et de l'huile de paraffine; qu'il y a, au contraire, augmentation de cette vitesse dans le cas de l'huile de colza et de l'huile de phoque.

E.-C. RIMINGTON. — **Sur les conditions de fonctionnement d'un transformateur sans fer quand la fréquence est au-dessous d'une certaine valeur critique, p. 394-406.**

G.-M. MINCHIN. — **Représentation graphique des courants dans une bobine primaire et dans une bobine secondaire, p. 406-411.**

M. Rimington calcule le rapport des impédances

$$J_1 = \sqrt{r_1^2 + p^2 L^2}, \qquad J_2 = \sqrt{r_2^2 + p^2 N^2}$$

des deux circuits d'un transformateur sans fer, r_1, r_2 étant les résistances des circuits, L et N leurs inductances et p le produit de 2π par la fréquence du courant sinusoïdal lancé dans le primaire. Il

montre que, contrairement à l'opinion généralement admise, l'impédance du circuit primaire augmente, dans certaines conditions, quand on ferme le circuit secondaire.

M. Minchin indique une construction graphique simple de ces impédances J_1 et J_2.

THOMAS.-H. BLAKESLEY. — Un nouveau théorème d'électricité, p. 448-451.

Considérons un système de conducteurs qui se coupent et en divers points desquels se trouvent des sources de force électromotrice dont la résistance est négligeable. Faisons mouvoir continûment l'une de ces sources S le long du conducteur AB où elle se trouve, et, lorsqu'elle rencontre un point B d'où partent plusieurs autres conducteurs BC, BD, ..., remplaçons-la par des sources S_1, S_2, ... de même force électromotrice respectivement situées sur ces nouveaux conducteurs. *La distribution des courants dans le système de conducteurs n'est pas modifiée par ces opérations.*

Ce théorème est évident tant que, dans son mouvement, la source S ne rencontre pas de point de bifurcation. Pour le démontrer dans le cas où la source passe par un point de bifurcation, on peut appliquer la relation $\Sigma e = \Sigma ir$ à chaque circuit fermé du système. L'auteur préfère la démonstration suivante :

Si l'on change le sens des sources S_1, S_2, ..., la source S se trouvant sur AB, l'intensité des courants AB, BC, BD, ... devient égale à zéro. Par conséquent, l'ensemble des sources S_1, S_2, ... renversées produit une distribution de courants ne différant que par le sens de la distribution que donne S seule, et, par suite, l'ensemble des sources S_1, S_2, ... (non renversées) peut remplacer S.

De ce théorème, M. Blakesley déduit cette conséquence : *Si deux systèmes de forces électromotrices produisent la même distribution de courants dans un système de conducteurs, ces deux systèmes peuvent être dérivés l'un de l'autre par les opérations indiquées en commençant.*

SILVANUS-P. THOMPSON et MILES WALKER. — Sur la construction et l'enroulement des électro-aimants à courants alternatifs, p. 564-574.

Les auteurs développent une méthode de calcul permettant de déterminer l'enroulement qui, dans des conditions de fréquence et de voltage données, produise un nombre d'ampères-tours fixé à l'avance. Les résultats trouvés concordent avec les mesures expérimentales, au degré d'approximation de ces mesures.

J. BLONDIN.

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

T. CXVI et CXVII; 1893. (Suite.)

CH. BOREL. — Recherches des constantes diélectriques de quelques cristaux biaxes, t. CXVI, p. 1509.

M. Borel s'est occupé de la détermination des constantes diélectriques de quelques substances orthorhombiques et clinorhombiques. Il opère sur de nombreux sulfates doubles. On taille des sphères de ces substances et l'on détermine :

1° Les axes de polarisation et la mesure des durées d'oscillation dans un champ électrique uniforme;

2° L'attraction suivant chaque axe de polarisation. La méthode utilisée est celle de Boltzmann légèrement modifiée. La balance bifilaire à laquelle les sphères diélectriques étaient suspendues est remplacée par une balance unifilaire à fil de quartz; au lieu de mesurer l'attraction des sphères par la déviation de la balance, on la déterminait par la torsion du fil de quartz nécessaire pour maintenir l'équilibre. La position des axes de polarisation varie beaucoup d'un sulfate double à l'autre, mais est constante pour les divers échantillons d'un même sulfate. R. DONGIER.

CH. BOREL. — Phénomènes dynamiques dus à l'électrisation résiduelle des diélectriques, t. CXVI, p. 1192.

Deux champs magnétiques inclinés l'un sur l'autre et d'inten-

sité variable périodiquement d'après la forme sinusoïdale, par exemple, et présentant une différence de phase, donnent un champ variable en direction et en grandeur. Un disque métallique peut être entraîné par la rotation du champ. On peut réaliser une expérience analogue en remplaçant le disque métallique par un disque soit de mica, soit de papier paraffiné; le champ tournant peut être obtenu apparemment avec une tige de verre excentrée par rapport à une armature plane soumise pendant des intervalles de $\frac{6}{1000}$ de seconde à des charges successivement positives, nulles ou négatives. La rotation a lieu. Est-elle due au phénomène de l'hystérésis dans les diélectriques? L'auteur ne le pense pas. Il croit plutôt à un phénomène de conduction. Un dispositif expérimental pour la comparaison de l'électrisation résiduelle de diverses substances s'en déduit. On oppose à l'action d'un bâton de verre chargé d'électricité celle d'un diélectrique placé de l'autre côté du disque. Le disque de papier paraffiné, porté par un fil de torsion, tourne d'un certain angle qui représente la différence des actions du verre et du diélectrique. Sous l'influence des champs électriques alternatifs, l'électrisation résiduelle va en croissant avec les substances de moins en moins isolantes. Même, à partir d'un certain degré d'isolement, la répulsion sur le disque est remplacée par une attraction dont l'effet s'ajoute, quant à la rotation, à l'effet du bâton de verre. R. D.

PAUL JANNETTAZ. — Sur les figures électriques produites à la surface des corps cristallisés, t. CXVI, p. 317.

L'auteur a repris les expériences de Wiedemann et de Senarmont relatives aux figures électriques, obtenues en recouvrant une face d'un cristal d'une matière à grains fixes et légers (poudre de lycopode ou talc). Il fait arriver un flux électrique par une pointe normale à la face considérée. Il utilise une machine électrostatique dont l'un des pôles va à la pointe et l'autre à un condensateur.

Il résulte de ces expériences que, dans la majorité des cas, les ellipses électriques ont leurs grands axes perpendiculaires aux directions de conductibilité calorifique maxima. Avec le gypse, les courbes obtenues à la première décharge sont très allongées; mais, sous l'action prolongée des décharges, le rapport des axes diminue beaucoup.

Les mêmes observations ont été faites avec le gypse cuit jusqu'au point où il conserve assez de cohésion pour être saisi sans tomber en poussière. R. D.

H. BAGARD. — Sur les phénomènes thermo-électriques entre deux électrolytes, t. CXVI, p. 27.

Un couple thermo-électrique constitué par deux électrolytes qui sont des solutions de sulfate de zinc de teneur différente présente une force électromotrice d'autant plus grande que la différence de concentration est elle-même plus grande. La loi des corps intermédiaires est aussi vérifiée, ainsi que la loi des températures intermédiaires. Dans toutes ces expériences, les liquides étaient séparés par des diaphragmes en baudruche qui, à condition d'avoir été convenablement préparés et lavés, n'influent pas sur les phénomènes observés. R. D.

H. BAGARD. — Sur l'inversion du phénomène de Peltier entre deux électrolytes, au delà du point neutre, t. CXVI, p. 1126.

Pour vérifier le phénomène de l'inversion, M. Bagard emploie un bolomètre; la résistance bolométrique est une solution de sulfate de zinc, contenue dans un tube effilé et disposée au contact de la membrane de baudruche. Il existait un appareil semblable à chacune des extrémités de la solution liquide. C'est le zéro.

Pour la température ordinaire, les variations de température sont de signes contraires et dans le sens ordinaire; mais le sens de la variation de température change au point neutre.

R. D.

H. BAGARD. — Sur le transport électrique de la chaleur dans les électrolytes, t. CXVII, p. 97.

Deux tubes cylindriques, remplis du liquide à étudier, sont placés à côté l'un de l'autre verticalement; leur portion inférieure est maintenue à basse température, leur portion supérieure à une température plus élevée. Au bout d'un certain temps il s'établira dans les deux tubes un régime permanent de températures, et le rapport des résistances $\frac{R_1}{R_2}$ de deux colonnes liquides prises dans

la région moyenne entre deux sections droites déterminées de chacun des tubes sera un nombre constant. Supposons qu'un courant traverse l'un des tubes de haut en bas, l'autre de bas en haut; les liquides s'échaufferont par suite de l'effet Joule : l'équilibre de température, d'abord détruit, se rétablira au bout d'un certain temps. Le rapport $\frac{R_1}{R_2}$ reprendra une valeur constante indépendante du sens du courant; mais, s'il se produit un effet Thomson, il agira en sens contraire dans les deux tubes, et le rapport $\frac{R_1}{R_2}$ dépendra du sens du courant. L'expérience a confirmé cette prévision. Le sulfate de zinc, le chlorure de zinc, le sulfate de cuivre sont positifs. Pour le sulfate de nickel, l'effet est, sinon nul, au moins très faible. LAMOTTE.

L. HOULLEVIGUE. — Sur le transport électrique de la chaleur, t. CXVII, p. 516.

Le couple Fe | Cu + Cu | Fe présente une force électromotrice nulle. Mais si l'on approche un aimant de l'une des électrodes de fer doux, la différence de potentiel Fe | Cu doit changer, et cependant le couple Fe | Cu + Cu | Fe doit présenter une force électromotrice nécessairement nulle, puisqu'il n'y a aucune absorption permanente d'énergie. Il faut qu'il y ait une compensation dans les parties magnétiques du reste du circuit. C'est ce phénomène que l'auteur espère avoir vérifié en étudiant la variation de température d'un barreau de fer doux de part et d'autre d'un pôle induit sur lui, et cela avec une pile thermo-électrique Bi | Cu. En dehors de l'effet Joule, il a constaté un phénomène thermique changeant de sens avec le sens du courant. Il en conclut qu'entre deux tranches inégalement aimantées, il existe, du fait de l'aimantation, une différence de potentiel en faveur de la tranche dont le magnétisme est le plus faible. R. D.

CHASSAGNY. — Sur l'influence de l'aimantation longitudinale sur la force électromotrice d'un couple fer-cuivre, t. CXVI, p. 977.

Deux couples fer-cuivre opposés ont leurs soudures à 0° et à 100°. L'un des fers est dans une bobine. Sitôt que le courant passe, il y a variation dans la position du galvanomètre. L'inten-

sité du champ est mesurée par la rotation magnétique du plan de polarisation dans le sulfure de carbone. Voici les résultats de cette étude :

1° L'aimantation longitudinale du fer détermine toujours une *augmentation* de la force électromotrice du couple fer-cuivre;

2° Cette aimantation est indépendante du sens de l'aimantation;

3° Pour des champs croissants, la force électromotrice passe par un maximum. R. D.

CH.-ED. GUILLAUME. — Sur la variation thermique de la résistance électrique du mercure, t. CXVI, p. 51.

Les mesures de MM. Kreichgauer et Jäger sur les variations de résistance du mercure avec la température concordent avec celles de M. Guillaume.

Les formules

$$\rho_T = \rho_0(1 + 0,0008881\,T + 0,00000101\,T^2) \quad (1)$$

(T variant entre 0° et 62°) de M. Guillaume et

$$\rho_T = \rho_0(1 + 0,0008827\,T + 0,00000126\,T^2) \quad (2)$$

(T variant entre 14°,7 et 28°,2) de MM. Kreichgauer et Jäger donnent des valeurs identiques pour ρ_T lorsque $T = 22°$. Elles divergent au maximum entre 0° et 25°.

L'étude des erreurs résiduelles des comparaisons de ces derniers auteurs rangées par ordre de température croissante montre que leurs observations peuvent être représentées par une courbe plus droite, ce qui revient à diminuer le coefficient de T^2. Cette variation du coefficient de T^2 entraîne une variation du coefficient de T qui le rapproche de celui existant dans la formule (1).

Il y a à remarquer la concordance de ces résultats qui, obtenus par des méthodes différentes, montrent quelle confiance peuvent inspirer les étalons mercuriels convenablement manipulés.

R. D.

VÈZES. — Étude électrométrique du triplatohexanitrite acide de potassium, t. CXVI, p. 185.

C'est une application des relations qui existent entre la conduc-

tibilité des dissolutions et leur constitution. Un mélange de potasse et d'une dissolution de ce sel présente une conductibilité continûment variable avec la proportion de potasse utilisée. La courbe qui devrait changer d'allure au moment de la neutralisation présente un point anguleux moins prononcé et qui est en retard sur l'instant de l'état neutre, à cause des décompositions partielles du sel neutre par l'eau. Mais les portions de part et d'autre du point anguleux et d'allure rectiligne ont leur prolongement qui fixe pour le sel utilisé la formule

$$Pt^2O(AzO^2)^6K^2H^4 + 3H^2O.$$

Cette étude a permis de rechercher aussi la vitesse de décomposition du sel en dissolution pour des concentrations variables.

R. D.

H. ABRAHAM. — Sur la mesure des coefficients d'induction, t. CXVII, p. 624.

L'emploi d'un galvanomètre différentiel peut permettre la détermination d'un coefficient d'induction par comparaison avec une résistance et un temps avec une approximation du centième qui peut être poussée au millième sans grande difficulté. L'une des bobines du galvanomètre différentiel est traversée par le courant continu fourni par une pile, tandis que l'autre est traversée par n décharges induites par un inducteur actionné par la même pile. Le nombre d'interruptions à la seconde est variable à volonté. Soit n celui qui correspond à l'équilibre. On met le circuit induit en dérivation sur une résistance r du circuit inducteur. Si l'équilibre du galvanomètre n'est pas troublé, on a

$$nMI = rI;$$

d'où

$$M = \frac{1}{n} r.$$

L'emploi du pont de Wheatstone et d'une méthode à peu près semblable peut permettre la mesure des coefficients d'induction propre d'une bobine.

R. D.

P. CURIE. — Propriétés magnétiques des corps à diverses températures, t. CXVI, p. 136.

Les corps diamagnétiques ne donnent aucun effet sensible d'aimantation rémanente et le coefficient d'aimantation reste, pour chaque température, indépendant de l'intensité du champ variant entre 50 et 1350 unités C. G. S. Pour bon nombre d'entre eux, le phosphore, l'eau, le sel gemme, le chlorure de potassium, le sulfate de potasse, l'azotate de potasse, le sélénium, le soufre, le tellure, etc., ce coefficient est indépendant de la température dans des intervalles qui dépassent 100° et même 400°.

Entre 20° et 173°, la variation du coefficient d'aimantation du bismuth est parfaitement linéaire. Elle peut être représentée par la formule

$$10^6 K_t = -1,35[1 - 0,00115(t - 20)].$$

Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus pour les corps magnétiques où le coefficient d'aimantation diminue quand la température augmente, et pour lesquels la courbe représentative a une allure hyperbolique, le coefficient de variation étant d'autant plus faible que la température est plus élevée. R. D.

BIRKELAND et SARASIN. — Sur la nature de la réflexion des ondes électriques au bout d'un fil conducteur, t. CXVII, p. 618.

Les auteurs ont exploré le champ électrique au voisinage du bout d'un fil conducteur dans lequel se propagent des ondes électriques. Cette exploration était faite au moyen de deux petits résonateurs circulaires. Les ondes étaient fournies par un excitateur à plaques dont l'étincelle éclatait dans l'huile. On pouvait noter la distance du centre du résonateur au bout du fil, parallèlement à ce fil et l'angle que formait le plan de ce résonateur avec ce dernier.

D'après la répartition trouvée pour les nœuds, si le premier choc arrive au résonateur à peu près parallèlement au fil conducteur, le second doit y arriver par un rayonnement direct partant du voisinage de l'extrémité du fil. Cependant, on n'explique pas ainsi le retrait du premier nœud, qui se produit quand le résona-

teur est tout près du conducteur, retrait qui croît avec les dimensions du résonateur (Sarasin et de la Rive). Les expériences montrent en outre que, pour avoir le maximum d'oscillations dans le résonateur placé aux nœuds, il faut orienter le cercle de façon que les ondulations électriques arrivent normalement sur son plan, ce qui annule l'action du second choc.

Il semble qu'on puisse conclure de ces résultats qu'il se produit un rayonnement direct à partir de l'extrémité du fil. L.

POINCARÉ. — Observations sur la Communication précédente, (*Ibid.*, p. 622).

M. Poincaré établit que la théorie de Maxwell rend compte des résultats trouvés expérimentalement par MM. Birkeland et Sarasin. L.

R. COLSON. — Sur les interférences électriques produites dans une lame liquide, t. CXVI, p. 1052.

Une feuille de papier buvard, étalée sur une plaque de verre et imbibée d'eau, présente, lorsqu'on met deux de ses points en communication avec les pôles d'une bobine de Ruhmkorff, une série de points qui donnent un son minimum, lorsqu'on les réunit à l'un des pôles d'un téléphone, l'autre pôle étant en communication avec une capacité constante. L'ensemble de ces points appartient à une courbe déterminée empiriquement par l'équation

$$\log R - \log r + A(R - r) = C,$$

où R et r sont les distances d'un point quelconque du lieu aux deux pôles P et p de la bobine, A et C sont des constantes pour une même courbe. Ces résultats peuvent être retrouvés théoriquement et conduisent à la conséquence suivante : les vitesses de deux ondes qui interfèrent sont proportionnelles aux accroissements correspondants de leurs rayons. R. D.

BLONDEL. — Sur la mesure de la puissance dans les courants polyphasés, t. CXVI, p. 54.

Dans le cas des courants polyphasés, on peut obtenir la valeur de la puissance sans aucune hypothèse restrictive. Si l'on possède

n conducteurs AA', BB', ..., qui sont parcourus par des courants indépendants, suivant des lois quelconques, la somme des intensités $i_a + i_b$, ..., dans chacun de ces conducteurs, est nulle à chaque instant. La puissance dans l'un d'eux, AA' par exemple, pour lequel le potentiel est v_a, est à chaque instant

$$p_a = i_a v_a,$$

car dans le temps dt le débit d'énergie est $i_a v_a dt$.

La puissance totale est à chaque instant $\Sigma i_a v_a$. Soit v le potentiel en un point M quelconque, on a

$$v \Sigma i_a = 0,$$

puisque

$$\Sigma i_a = 0.$$

Donc, la puissance totale peut s'écrire

$$p = \Sigma i_a (v_a - v).$$

Si l'on a affaire à des courants alternatifs polyphasés, la période T est la même pour chacun d'eux, et la puissance moyenne est exprimée par

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T P\, dt = \sum \frac{1}{T} \int_0^T i_a (v_a - v)\, dt$$

On peut mesurer les puissances partielles à l'aide des méthodes connues et faire la somme algébrique des résultats.

Le choix du point M ne doit modifier en rien les valeurs relatives des potentiels v_a, v_b, ... et v, ainsi que la répartition des courants. Si le point M est sur le réseau, on peut employer un électromètre, à condition d'intercaler dans tous les conducteurs restants une résistance équivalente à celle introduite par l'électromètre sur un des conducteurs. On peut introduire un wattmètre à deux bobines du type Zipernowsky. On évite l'effet de la dérivation qu'introduit ce dispositif en utilisant, comme pour les courants alternatifs simples, une résistance morte assez grande pour que le courant dérivé soit très faible à côté de ceux sur lesquels il se greffe.

On peut obtenir le même résultat en établissant, entre les bornes et un point quelconque M, n circuits AM, BM, ..., formés chacun d'une même résistance morte considérable M. R. D.

BLONDEL. — Oscilligraphes : nouveaux appareils pour l'étude des oscillations électriques lentes, t. CXVI, p. 502.

Il s'agit de réaliser des instruments dont la partie mobile oscille suivant la loi même de variation du courant qui le traverse; on peut alors, à l'aide des méthodes de composition optique connues, traduire ce mouvement oscillatoire sous forme d'une courbe périodique qu'on enregistre photographiquement. L'instrument doit avoir une période d'oscillation au moins vingt fois plus courte que celle du courant, ne présenter aucune self-induction, aucun phénomène d'hystérésis ou de courants de Foucault. Il doit présenter un faible amortissement et avoir une grande sensibilité. L'auteur remplit ces conditions en partie, en disposant entre les pôles nord et sud de l'aimant ou de l'électro-aimant deux plaques P, P en fer doux, découpées en forme de V, de façon à augmenter le champ magnétique entre leurs extrémités. Entre ces deux plaques existe un intervalle de 3^{mm} à 4^{mm}, dans lequel on place un petit barreau de fer doux de 2^{mm} à 5^{mm} seulement de largeur, et d'épaisseur un peu inférieure à celle des extrémités des pièces polaires qui est de 1^{mm} à 2^{mm}. Ce petit barreau porte le miroir : on évite qu'il vienne se coller contre les pièces polaires en le maintenant dans la position voulue à l'aide de deux aiguilles ou d'un bifilaire élastique de forme spéciale sur lequel il est soudé. Ainsi construit, le barreau peut donner de mille à trois mille vibrations à la seconde. On évite les effets d'hystérésis en donnant des coups de scie sur les plaques P et même sur le barreau mobile. L'amortissement électromagnétique, qui est insuffisant aux fréquences élevées, peut être obtenu en employant des liquides : le baume de Canada sirupeux permet d'obtenir l'apériodicité cherchée. R. D.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7ᵉ série, t. I; janvier 1895.

E. Carvallo. — *Spectres calorifiques*, p. 5.
Berthelot. — *Le principe du travail maximum et l'entropie*, p. 79.

Wiedemann's Annalen.

T. LIII, n° 13; 1894.

A. König. — *Nouveau spectrophotomètre*, p. 785.

E. Köttgen. — *Étude de la composition de diverses sources spectrales*, p. 793.

F. Paschen. — *Dispersion de la fluorite et théorie de la dispersion de Ketteler*, p. 812.

E. Ketteler. — *Est-il possible de reproduire artificiellement les phénomènes de la dispersion de la lumière? Théorie de l'action réciproque d'un pendule et de l'air*, p. 823.

G. Gaumann. — *Sur la loi de décroissement de l'émission lumineuse*, p. 832.

P. Drude. — *Remarques sur un travail de M. Wernicke « Sur les changements de phase par la réflexion de la lumière sur des couches minces*, p. 841.

G. Meyer. — *Electromètre capillaire et électrodes à gouttes*, p. 845.

K. Noll. — *Thermo-électricité de métaux chimiquement purs*, p. 874.

J.-B. Henderson. — *Influence de l'aimantation et de la température sur la conductibilité électrique du bismuth*, p. 912.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur la formation d'ozone sous l'influence d'oscillations électriques*, p. 924.

M. Wien. — *Sur le calcul et la mesure de faibles coefficients de self-induction*, p. 928.

L. Boltzmann. — *Sur l'évaluation des températures absolues*, p. 948.

L. Boltzmann. — *Sur la preuve de la loi de Maxwell, relative à la répartition des vitesses entre les molécules gazeuses*, p. 955.

L. Boltzmann. — *Sur l'intégration de l'équation différentielle de la diffusion, dans le cas de coefficients de diffusion variables*, p. 959.

A. Mahlke. — *Comparaison du thermomètre à mercure en verre d'Iéna avec le thermomètre à air entre* 300° *et* 500°, p. 965.

F. Auerbach. — *Sur les coefficients de dureté et d'élasticité du verre*, p. 1000.

K. Schering et C. Zeissig. — *Nouvelle méthode d'enregistrement photographique du temps et de la position d'aimants dans des magnétomètres ou galvanomètres*, p. 1039.

J. Klemenčič. — *Sur la self-induction dans des fils de fer*, p. 1053.

Th. Lohnstein. — *Sur la mesure des constantes capillaires. Remarques sur un travail de M. Quincke*, p. 1062.

E. Frass. — *Sur l'élasticité de dissolutions de gélatine*, p. 1074.

Rectification, p. 1092.

LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ

(*Suite.*)

tiques, de Mécanique et de Physique générale nécessaires pour le développement du programme d'Electricité.

Les frais d'étude sont de 200fr payables d'avance en deux moitiés : l'une à l'entrée, l'autre au 1er mars.

Enseignement. — L'enseignement comprendra :

1° Un cours de 30 à 35 leçons sur l'Electricité industrielle;
2° Un cours de 20 à 25 leçons sur les mesures électriques;
3° Une série de conférences sur des questions spéciales;
4° Des exercices pratiques d'électricité;
5° Des exercices d'atelier;
6° L'établissement de projets d'installations industrielles;
7° Des visites d'usine.

Emploi du temps. — Les leçons et conférences auront lieu le matin, entre 9h et midi. Les exercices d'atelier et de laboratoire auront lieu le matin ou l'après-midi, de 2h à 6h. Une période de 1 à 2 mois sera laissée aux élèves après la fin des cours pour la préparation de leurs projets.

Examens. — Les élèves seront examinés au milieu de l'année par leurs professeurs; à la suite de cet examen, ils auront une semaine de congé.

Une deuxième série d'examens aura lieu au mois de juin. Le jury sera désigné par le Comité de direction du Laboratoire et choisi parmi les membres de la Société.

Diplôme. — Les élèves ayant satisfait aux examens recevront un diplôme. Il leur sera retenu pour frais de diplôme une somme qui sera fixée ultérieurement.

Publicité des cours et conférences. — Les cours pourront être suivis par des personnes autorisées par le directeur, moyennant le versement d'une redevance de 50fr, payable d'avance.

Les conférences seront publiques pour les membres de la Société.

Ouverture des cours. — Les cours de l'exercice 1894-1895 ouvriront le lundi 3 décembre 1894.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

JANVIER 1895.

TABLE DES MATIÈRES.

JANVIER 1895.

(*Voir* la suite à la page 3.)

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — FÉVRIER 1895.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

[illegible] réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Nor-

SUR LA TENSION DE LA VAPEUR SATURÉE DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE;

PAR M. A. SOKOLOW.

La relation qui existe entre la tension de la vapeur saturée et l'intensité du champ électrique, où elle est placée, a été traité par différents auteurs. Mais, à mon avis, toutes les considérations qui ont été proposées dans ce but manquent de simplicité et ne sont pas assez concluantes.

Je vais donner deux démonstrations, basées sur la Thermodynamique, qui me paraissent irréprochables sous le rapport de la rigueur; la première se distingue aussi par sa grande simplicité et l'autre par son évidence.

Imaginons-nous un condensateur plan, dont les dimensions transversales sont très grandes en comparaison de la couche isolante, et qui est borné par des parois latérales isolantes, infiniment minces. La couche isolante est formée par un liquide quelconque et par sa vapeur saturée, dont les volumes sont respectivement v_1 et v_2 et dont les constantes diélectriques sont k_1 et k_2. Supposons que les armatures du condensateur ont reçu des charges électriques $+E$ et $-E$, ce qui détermine entre elles une différence de potentiel x; admettons aussi que tout le système soit à la température t et que la pression de la vapeur saturée soit p. Nous supposerons enfin que l'état de notre système soit parfaitement déterminé par la température t et par deux autres paramètres indépendants, le volume v du condensateur et sa charge électrique E; en sorte que la tension p serait une fonction de t et de E.

Notre problème consiste à trouver la relation qui relie la tension p à la charge E.

A cet effet, nous nous servirons d'une propriété bien connue des transformations réversibles isothermiques, qui peut être énoncée des deux manières suivantes :

1° Soit un système de corps qui subit une transformation infiniment petite réversible, à température constante; alors le travail extérieur accompli par le système est une différentielle exacte

d'une fonction, laquelle, d'après van Helmholtz, n'est autre chose que l'énergie libre du système, changée de signe.

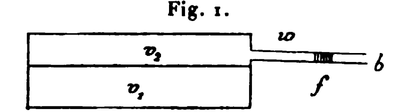
2° Pour tout cycle fermé qui consiste en transformations réversibles et isothermiques, la somme des travaux extérieurs du système est nulle.

En nous servant de l'un ou de l'autre de ces énoncés, nous obtiendrons les deux démonstrations dont j'ai parlé.

1. Commençons par la première démonstration. Ici, toute la question se réduit à calculer le travail extérieur, exécuté par le système pendant que les variables v et E reçoivent des accroissements infiniment petits dv et dE.

Nous pourrions effectuer le changement du volume du condensateur, en déplaçant l'une de ses armatures; mais cela amènerait une complication dans le calcul du travail, puisqu'on aurait à tenir compte des forces pondéromotrices électriques qui s'exercent sur l'armature en mouvement. La question se simplifie de beaucoup, si on laisse les armatures immobiles et qu'on fasse varier le volume du système, en déplaçant le piston f (*fig.* 1)

Fig. 1.



dans un tube b, qui est pratiqué dans la paroi latérale du condensateur. Soit w le volume du tube sous le piston, le volume entier du système sera

$$v = v_1 + v_2 + w$$

et

$$dv = dw.$$

Dans ces circonstances, le travail extérieur produit par le système pendant le changement réversible du volume v sera $p\,dv$, tandis que le travail correspondant à l'accroissement dE de la charge électrique sera $-x\,d$E.

Par suite, en vertu du théorème de la Thermodynamique cité plus haut, nous aurons

$$p\,dw - x\,dE = -dF,$$

F désignant l'énergie libre du système.

Il résulte de cette égalité

$$\frac{\partial p}{\partial E} = -\frac{\partial x}{\partial w}.$$

Or, si nous nommons W l'énergie électrique du condensateur, nous aurons $dW = x\,dE$, et, par conséquent,

$$\frac{\partial p}{\partial E} = -\frac{\partial^2 W}{\partial w\,\partial E},$$

ou bien

$$\frac{\partial}{\partial E}\left(p + \frac{\partial W}{\partial w}\right) = 0,$$

c'est-à-dire

$$(1) \qquad p = p_0 - \frac{\partial W}{\partial w},$$

C'est la relation cherchée entre la tension de la vapeur saturée et le champ électrique du condensateur.

Dans cette formule, p_0 est évidemment la tension maxima de la vapeur dans les conditions normales, c'est-à-dire en l'absence du champ ($E = 0$).

Ainsi tout le problème se réduit définitivement à la recherche de W et de sa dérivée $\frac{\partial W}{\partial w}$.

La connaissance de cette dernière est importante encore pour cette raison qu'elle nous permet de déterminer la valeur de la pression électrique qui existe à la surface de contact du liquide et de la vapeur.

En effet, $-\frac{\partial W}{\partial w}$ est évidemment le travail accompli par les forces pondéromotrices électriques pendant le déplacement ∂w du piston; mais il est clair qu'à l'intérieur du condensateur tout reste immobile pendant ce déplacement, sauf la surface de contact; il doit donc s'exercer sur celle-ci une pression électrique P, dont la valeur sera déterminée par l'équation

$$P\,dv_1 = -\frac{\partial W}{\partial w}\,dw,$$

ou bien

$$(2) \qquad P = -\frac{\partial W}{\partial w}\,\frac{\partial w}{\partial v_1}.$$

Cette pression doit être normale à la surface de séparation, autrement l'équilibre du système ne serait pas possible.

Il est aussi aisé de voir que ladite pression sera dirigée vers le liquide ou vers la vapeur selon que $\frac{\partial W}{\partial w}$ est positive ou négative.

Remarquons encore que notre méthode pour établir les formules (1) et (2) n'impose aucune restriction à la forme de la surface de séparation, ni à sa position à l'intérieur du condensateur : les seules conditions à remplir sont ici l'équilibre parfait du système et la possibilité de déterminer son état à l'aide de deux variables v et E (supposant la température constante).

Ces conditions sont certainement satisfaites dans les deux cas suivants : 1° lorsque la surface de séparation du liquide et de la vapeur est parallèle aux armatures du condensateur, et 2° lorsqu'elle leur est perpendiculaire.

Dans ces deux cas, W est une fonction des volumes v_1 et v_2, il faudra donc, pour le calcul de $\frac{\partial W}{\partial w}$, déterminer les valeurs des dérivées $\frac{\partial v_1}{\partial w}$ et $\frac{\partial v_2}{\partial w}$.

Cela se fait sans difficulté, à l'aide des relations suivantes, qui existent entre dv_1, dv_2 et dw

$$dv_1 + dv_2 = 0,$$

car

$$v_1 + v_2 = \text{const.},$$

$$\frac{dv_1}{\sigma} + \frac{dv_2 + dw}{s} = 0,$$

car la masse du mélange

$$m = \frac{v_1}{\sigma} + \frac{v_2 + w}{s} = \text{const.},$$

σ et s étant les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur.

Ces équations nous donnent

$$(3) \qquad -\frac{\partial v_1}{\partial w} = \frac{\partial v_2}{\partial w} = \frac{\sigma}{s - \sigma}.$$

Étudions maintenant les deux cas indiqués tout à l'heure.

Admettons que la surface de contact du liquide et de la vapeur

est parallèle aux armatures. Il est aisé de voir que, dans ce cas,

$$W = \frac{2\pi}{s^2} E^2 \left(\frac{v_1}{k_1} + \frac{v_2}{k_2}\right),$$

s étant la surface d'une armature.

De cette expression de W, on trouve à l'aide des formules (1) et (3),

$$p = p_0 - \frac{2\pi}{s^2} E^2 \left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2}\right) \frac{\sigma}{s - \sigma},$$

c'est-à-dire la tension de la vapeur saturée dans le champ électrique est diminuée de la quantité

$$\frac{2\pi}{s^2} E^2 \left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2}\right) \frac{\sigma}{s - \sigma}.$$

La pression électrique P à la surface de contact sera, en vertu des formules (2) et (3)

$$P = -\frac{2\pi}{s^2} E^2 \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_1}\right);$$

elle est dirigée du côté de la vapeur. On peut donc écrire

$$p = p_0 + P \frac{\sigma}{s - \sigma}.$$

Supposons, en second lieu, que la surface de séparation soit perpendiculaire aux armatures. Alors,

$$W = 2\pi\delta^2 \frac{E^2}{k_1 v_1 + k_2 v_2},$$

δ étant la distance qui sépare les armatures.

Cette expression de W nous donne

$$p = p_0 - \frac{R^2}{8\pi}(k_1 - k_2) \frac{\sigma}{s - \sigma},$$

si nous désignons par $R = 4\pi\delta \frac{E}{k_1 v_1 + k_2 v_2}$ l'intensité constante du champ à l'intérieur du condensateur.

On voit donc que, dans ce cas encore, la tension de la vapeur saturée sera plus petite que sa valeur normale ($E = 0$), mais la différence n'est pas la même que dans le cas précédent.

La pression électrique sera

$$P = -\frac{R^2}{8\pi}(k_1 - k_2);$$

elle est également dirigée vers la vapeur.

A l'aide de cette pression P, la tension p s'exprime par la même formule qu'auparavant, c'est-à-dire

$$p = p_0 + P\frac{\sigma}{s - \sigma}.$$

2. Passons maintenant à la seconde démonstration du théorème, qui est basée sur la considération du cycle fermé.

Imaginons-nous le même condensateur que précédemment, à la température t, avec le volume total $v = v_1 + v_2 + w_0$. Supposons qu'il n'est pas encore chargé et que la tension de la vapeur est p_0.

Faisons subir au condensateur un cycle fermé réversible, à température invariable, qui est constitué par les transformations suivantes :

1° Communiquons une charge électrique E, mais de telle manière que les volumes initiaux v_1, v_2 et w_0 ne subissent aucun changement. Il ne suffit pas pour cela de laisser le piston f immobile, mais il faut encore empêcher la vapeur de se condenser : cela peut avoir lieu à cause de la diminution de la tension de la vapeur pendant la charge.

Nous arrivons à notre but, en couvrant la surface de contact par une cloison infiniment mince qui soit impénétrable tant pour le liquide que pour la vapeur, et qui les séparerait parfaitement l'un de l'autre (la cloison peut être conductrice ou isolante).

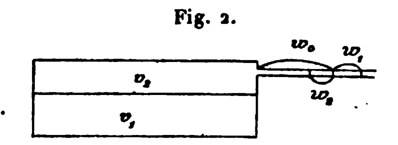
A l'aide de cette disposition, la pression de la vapeur restera invariable durant la charge du condensateur, de même que les volumes v_1 et v_2. Si l'on désigne par W_1 l'énergie électrique du condensateur chargé, on aura pour le travail extérieur L_1 accompli par le système pendant cette charge

$$L_1 = -W_1.$$

2° Tout en laissant la cloison à sa place, laissons la vapeur se dilater réversiblement dans le tube b, en conservant toujours con-

stante la température du système. La détente doit aller jusqu'à ce que la pression de la vapeur devienne égale à p' (la tension de la vapeur saturée dans le condensateur chargé). Si pendant cette opération le volume du tube s'est augmenté de w_1 (*fig.* 2), le

Fig. 2.



travail L_2 produit par le système sera

$$L_2 = \int_{v_0}^{v_0+w_1} p\,dv = \int_0^{w_1} p\,dw = p'w_1 - \int_{p_0}^{p'} w\,\partial p,$$

v désignant ici le volume entier de la vapeur, w étant $= v - v_0$ et $v_0 = v_2 + w_0$.

3° Ensuite éloignons la cloison, ce qui ne produira aucun changement dans le système. Réduisons de nouveau le volume du tube à sa valeur initiale w_0, en tenant la vapeur sous la pression constante p'. Le travail du système dans cette transformation sera évidemment

$$L_3 = -p'w_1.$$

En résultat des trois opérations décrites, nous aurons notre condensateur chargé de la quantité d'électricité E; son volume entier n'a pas varié, mais les volumes du liquide et de la vapeur ont changé conformément à la nouvelle tension maxima p' de la vapeur. Ces nouveaux volumes sont v'_1 et v'_2.

Il est évident que le travail du système correspondant à cette charge du condensateur est égal à la somme des trois travaux L_1, L_2, L_3. Ainsi nous aurons

$$L' = L_1 + L_2 + L_3 = -W_1 + \int_{p_0}^{p'} w\,\partial p.$$

Il nous reste à présent à ramener le condensateur à son état initial, en lui faisant subir les trois opérations inverses des précédentes.

4° Remettons la cloison à sa place, et déchargeons le condensateur.

Le travail dépensé par le système sera

$$L_4 = -W'_1,$$

où W'_1 est l'énergie électrique du condensateur chargé, lorsque les volumes respectifs du liquide et de la vapeur sont v'_1 et v'_2.

5° En laissant la cloison à sa place, comprimons la vapeur jusqu'au moment où sa pression reprendra la valeur initiale p_0. Si pendant ce changement le volume du tube b a diminué de w_2, le travail effectué par le système sera

$$L_5 = -\int_0^{w_2} p\, dw = -p' w_2 + \int_{p_0}^{p'} w\, \partial p.$$

6° Enlevons enfin la cloison, ce qui ne changera en rien l'équilibre du système, et faisons la vapeur se dilater pour que le liquide et la vapeur reprennent les volumes v_1 et $v_2 + w_0$. Alors le cycle sera complètement fermé.

Le travail du système pendant cette dernière transformation est évidemment $L_6 = p_0 w_2$, et la somme des travaux, accomplis dans les trois transformations considérées sera

$$L'' = L_4 + L_5 + L_6 = W'_1 + (p_0 - p') w_2 + \int_{p_0}^{p'} w\, dp.$$

Conformément au second énoncé du théorème de Thermodynamique cité, nous devrons avoir

$$L' + L'' = 0,$$

ou

$$(p_0 - p') w_2 + W'_1 - W_1 = 0,$$

d'où il résulte

$$p' = p_0 + \frac{W'_1 - W_1}{w_2}.$$

Soit $\delta v = v'_1 - v_1 = v_2 - v'_2$; comme cette quantité est très petite, nous pouvons écrire

$$W'_1 - W_1 = \frac{\partial W}{\partial v_1} \delta v.$$

D'autre part les quantités δv et w_2 sont liées par la relation qui

résulte des équations suivantes :

$$\frac{v_1}{\sigma} + \frac{v_2 + w_0}{s} = \frac{v'_1}{\sigma} + \frac{v'_2 + w_0}{s'},$$

$$\frac{v'_2 + w_0}{s'} = \frac{v'_2 + w_0 - w_2}{s},$$

s' étant le volume spécifique de la vapeur à la pression p'.

La première équation exprime que la masse du mélange reste invariable, que le condensateur soit chargé ou non, et la seconde exprime que la masse de la vapeur, séparée du liquide par la cloison, reste invariable pendant sa détente.

De ces équations, on tire

$$w_2 = \frac{s - \sigma}{\sigma} \delta v,$$

et, par conséquent

$$p' = p_0 + \frac{\partial W}{\partial v_1} \frac{\sigma}{s - \sigma}.$$

Cette formule est identique avec (1), si nous faisons remarquer qu'en vertu de l'équation (3)

$$dv_1 = - \frac{s - \sigma}{\sigma} dw.$$

Ajoutons encore qu'on aurait pu abréger cette démonstration si l'on se rappelle que l'énergie électrique ne dépend que de l'état final du condensateur et non pas de la façon dont il était chargé; pour cette raison, nous aurons simplement

$$L' + W'_1 = 0,$$

ou

$$W'_1 - W_1 + \int_{p_0}^{p'} w \, \partial p = 0.$$

Cette équation pourrait servir à elle seule pour trouver la relation entre p et E. Mais il est évident que pour la résoudre il faudrait que la ligne isothermique de la vapeur sèche fût connue.

Si l'on admet que la vapeur obéit à la loi de Mariotte, on trouvera pour p' une expression qui ne diffère de (1) qu'en ce que le facteur $\frac{\sigma}{s - \sigma}$ est remplacé par $\frac{\sigma}{s' - \sigma}$. La différence de ces deux

quantités est assez insignifiante pour qu'on puisse la négliger dans tous les cas.

Mais nous avons préféré la première méthode, parce qu'elle nous fournit pour p une formule parfaitement rigoureuse et qu'elle est exempte de toutes suppositions sur les propriétés de la vapeur sèche.

RECHERCHES SUR LA CONDENSATION DES GAZ DE L'ÉLECTROLYSE PAR LES CORPS POREUX ET EN PARTICULIER PAR LES MÉTAUX DE LA FAMILLE DU PLATINE. APPLICATION A LA PILE A GAZ. ACCUMULATEURS ÉLECTRIQUES SOUS PRESSION;

Par MM. L. CAILLETET et E. COLLARDEAU.

On sait que, dans l'électrolyse de l'eau par des électrodes de platine, les gaz hydrogène et oxygène séparés par l'action du courant n'apparaissent pas immédiatement après l'établissement de ce courant. De plus, après la rupture du circuit, une différence de potentiel persiste entre les deux électrodes, de sorte que, en fermant sur lui-même le voltamètre par un fil conducteur, il se produit un courant inverse de celui qui traversait d'abord le liquide.

On explique ces effets par la recombinaison des gaz hydrogène et oxygène condensés par la platine. La durée du courant ainsi obtenu est très faible.

Nous avons pensé qu'en prenant comme électrodes des substances capables d'emmagasiner beaucoup de gaz, nous aurions des chances d'obtenir de meilleurs effets au point de vue de la durée et de l'intensité du courant de décharge, sans rencontrer les inconvénients inhérents à la pile à gaz de Grove, qui ne donne qu'un débit extrêmement faible à cause de sa grande résistance intérieure et de la lenteur de la recombinaison des gaz libres par le platine métallique.

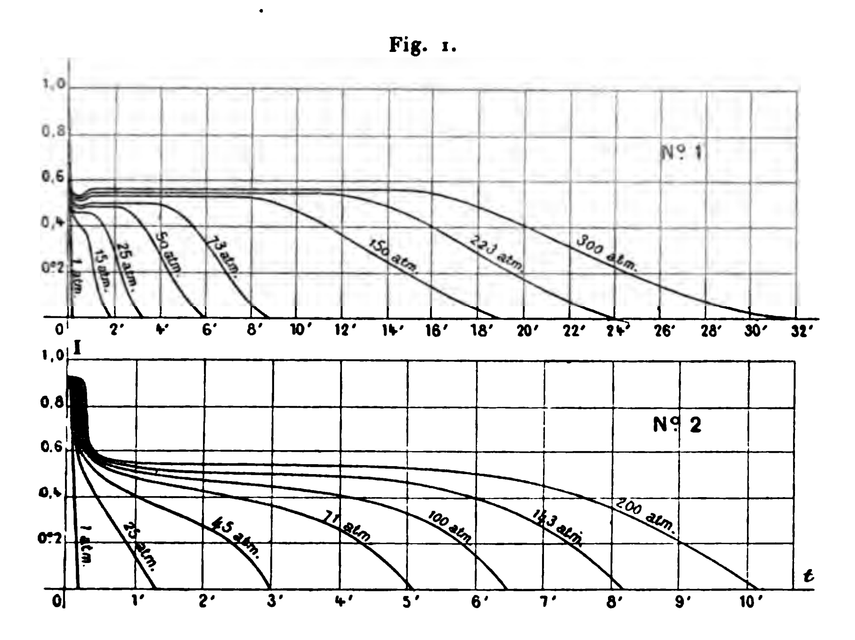
Nous avons essayé d'abord la mousse de platine. Nous avons enfermé une certaine quantité de cette matière (6^{gr} environ) dans deux petits sacs d'étoffe de soie dans chacun desquels pénétrait un fil de platine destiné à amener le courant. Ces sacs, placés dans de l'eau acidulée par l'acide sulfurique au $\frac{1}{10}$ et reliés aux deux pôles

d'une pile, ont été saturés de gaz par le passage du courant et ont fourni une décharge beaucoup plus intense et beaucoup plus prolongée que celle que l'on aurait obtenue avec le même poids de platine à l'état métallique ordinaire et non spongieux.

L'appareil fonctionnant, dans ces conditions, comme une véritable pile à gaz condensés, nous avons pensé qu'une forte pression augmenterait le pouvoir absorbant du platine en mousse. Pour le vérifier, nous avons enfermé l'appareil dans un réservoir en acier, et nous avons exercé sur lui, à l'aide d'une pompe hydraulique, des pressions que nous avons poussées jusqu'à 600 atmosphères. Ainsi que nous l'avions pensé, la durée du courant de décharge a augmenté beaucoup avec la pression. L'appareil est devenu un accumulateur d'énergie électrique pouvant se prêter à des mesures de capacité, de force électromotrice et de débit.

Les courbes ci-jointes (n° 1) représentent les résultats obtenus

Fig. 1.



avec un appareil contenant 6^{gr} de mousse de platine et intercalé sur un circuit de décharge d'une résistance de 2 ohms. Sur l'axe vertical sont portées les intensités du courant de décharge et, sur l'axe horizontal, les temps. On voit que, sous la pression atmo-

sphérique, la durée de la décharge n'est que de dix secondes environ. La force électromotrice initiale, égale à $1^{volt},8$, baisse sans discontinuité jusqu'à zéro.

Si l'on opère sous des pressions plus élevées, l'allure de la décharge se modifie peu à peu et comprend trois périodes :

1° Une période de chute très rapide suivie d'une légère augmentation de l'intensité du courant;

2° Une période d'intensité constante. Cette intensité augmente un peu avec la pression. Pendant cette période, la force électromotrice de l'appareil est voisine de 1 volt.

3° Enfin une nouvelle période de chute moins rapide que la première.

Si l'on calcule la capacité de l'accumulateur ainsi formé, en la rapportant à 1^{kg} de mousse de platine, on trouve qu'elle est de 56 ampères-heure, pour une pression de 580^{atm}. [On sait que la capacité pratique des accumulateurs industriels au plomb varie de 10 à 20 ampères-heure par kilogramme (1).]

Quant à l'intensité du courant de décharge, elle peut atteindre facilement 100 ampères par kilogramme.

Dès le début de nos expériences, nous avons remarqué qu'en employant, pour les deux pôles, des quantités égales de mousse de platine, le dégagement des bulles d'hydrogène se produisait bien avant celui des bulles d'oxygène. Nous en avons conclu que, pour obtenir d'un poids donné de matière le meilleur rendement, il fallait le répartir en quantités inégales aux deux pôles. Nous avons trouvé que le rapport à adopter était de trois parties pour le pôle négatif contre une pour le pôle positif.

Enfin, nous avons cherché à nous rendre compte du rendement de l'appareil, c'est-à-dire du rapport de la quantité d'électricité

---

(1) Il est bien entendu, ainsi que l'a fait remarquer M. Mascart à la suite de notre Communication à l'Académie, que le nombre que nous citons pour les accumulateurs industriels au plomb s'applique à leur capacité *pratique* rapportée au poids total de l'appareil et non au seul poids de matière active. On sait depuis longtemps qu'il est possible de construire des accumulateurs au plomb présentant une capacité plus élevée; mais cet avantage est contre-balancé par la mise hors de service très rapide de ces appareils.

restituée par la décharge à celle fournie pendant la charge. Nous avons trouvé que ce rendement atteint des valeurs élevées (95 à 98 pour 100), quand on ne pousse pas la charge à ses dernières limites et que la décharge lui succède immédiatement. Quand ces conditions ne sont pas remplies, l'accumulateur dissipe peu à peu sa charge en circuit ouvert, et le rendement diminue.

Nous avons soumis aux mêmes expériences plusieurs autres métaux de la famille du platine. M. Joly, directeur du Laboratoire de Chimie de l'École Normale supérieure, où nous avons fait ces recherches, a bien voulu en préparer spécialement pour nous les quantités nécessaires, et dans un grand état de pureté.

L'iridium nous a donné des résultats tout à fait analogues à ceux du platine.

Le ruthénium est légèrement attaqué au pôle positif par la liqueur acide qui se colore en brun foncé. Malgré cela, il condense aussi les gaz de l'électrolyse et fournit un accumulateur dont la capacité augmente avec la pression. Mais sa force électromotrice ne se fixe pas à une valeur constante. Elle décroît d'une manière continue de $1^{volt},6$ à zéro, sans manifester de tendance à rester stationnaire à aucun moment de la décharge, et cela aussi bien à la pression de 100^{atm} qu'à la pression ordinaire.

De tous les métaux voisins du platine, le palladium est celui qui nous a donné les résultats les plus intéressants. Les propriétés condensantes pour l'hydrogène sont bien connues depuis les expériences de Graham. Ce physicien n'avait trouvé aucune trace d'oxygène condensé dans les expériences faites à ce sujet sur des lames ou des fils de ce métal. Nous avons vérifié, en effet, qu'un accumulateur formé de deux lames de palladium ne possède, même sous forte pression, qu'une capacité excessivement faible, à cause de la saturation presque immédiate de la lame positive qui laisse dégager l'oxygène libre aussitôt le courant de charge fermé.

En employant le métal à l'état de mousse (obtenue par la calcination du cyanure), les résultats ont été entièrement différents, et nous avons obtenu des effets bien supérieurs à ceux donnés par les autres métaux du minerai de platine.

Même à la pression ordinaire, l'accumulateur, après avoir donné, à la décharge, une période de chute rapide, puis une lé-

gère surélévation de l'intensité du courant, fournit un débit constant. (On a vu que la mousse de platine ne commence à donner ce résultat qu'à partir de 20^{atm} à 30^{atm}.) A mesure que la pression augmente, on observe les mêmes effets généraux qu'avec le platine; mais, à pression égale et à poids égal de matière active, la capacité de l'accumulateur est de trois à quatre fois plus grande.

Ainsi, sous la pression de 600^{atm}, cette capacité peut atteindre 176 ampères-heure par kilogramme de mousse de palladium.

L'or précipité du chlorure par le gaz sulfureux a été reconnu apte à former aussi un accumulateur de capacité variable avec la pression. Cette capacité est, d'ailleurs, plus faible que celle obtenue avec le palladium ou le platine. L'allure de la décharge est également un peu différente de celle que donnent ces métaux. (Voir les courbes ci-dessus, n° 2.)

Enfin, avec l'argent, l'étain, le nickel, le cobalt qui ont été essayés dans les mêmes conditions, il y a altération chimique du métal au pôle positif. Il en est de même avec le charbon sous ses divers états. On a bien encore une certaine accumulation d'énergie électrique dans ces corps, mais une forte pression ne donne aucune augmentation dans les résultats. Les effets observés sont probablement dus à une altération d'ordre chimique, comme celle à laquelle les accumulateurs au plomb doivent leurs propriétés. Pour le charbon, en particulier, le gaz qui se dégage au pôle positif après la saturation n'est pas de l'oxygène pur, mais un mélange de ce gaz avec une très forte proportion d'acide carbonique. Ce résultat avait déjà été constaté [1].

En résumé, parmi les diverses substances essayées, les métaux nobles non susceptibles de s'altérer chimiquement au contact de l'électrolyte ou des produits de sa décomposition semblent seuls aptes à former des accumulateurs à gaz condensés dont la capacité augmente avec la pression. Pour quelques-uns de ces métaux, la capacité peut atteindre des valeurs élevées et notablement supérieures à celles que donnent, dans la pratique courante, les accumulateurs industriels au plomb.

---

[1] Debray et Péchard, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. II, p. 27; 1887.

SUR LES CRYOSELS (CRYOHYDRATES);

PAR M. A. PONSOT.

Quand on mélange un sel avec de la glace, une partie de celle-ci fond, du sel se dissout, et la température s'abaisse jusqu'à une valeur minimum, qui dépend de la nature du sel. Guthrie ([1]), soumettant à une température un peu plus basse la partie liquide obtenue, la fit solidifier; il remarqua que, pendant toute la durée de la solidification, la température demeurait invariable, que la partie solidifiée et la partie encore liquide avaient même composition, et que la partie solide était formée de lamelles cristallines. Il pensa que ces propriétés devaient caractériser une substance unique, un composé chimique, un hydrate du sel qu'il appela *cryohydrate* en raison des circonstances de sa formation. Il établit la formule d'un certain nombre de ces cryohydrates : exemple, $2NaCl, 21H^2O$, $KO, AzO^5 + 89, 2H^2O$, ...

Son interprétation fut critiquée à cause du nombre très grand, et souvent décimal, de molécules d'eau combinées à 1 molécule de sel ([2]), mais elle fut acceptée par beaucoup de savants, notamment par ceux qui admettent dans la dissolution l'existence d'hydrates plus compliqués.

En 1877, Guthrie ([3]) montra que les cryohydrates pouvaient être obtenus d'une autre manière : si, par exemple, on refroidit une dissolution saturée d'azotate de potasse, le sel cristallise d'abord, mais, lorsque la concentration s'est abaissée à 11,2 pour 100 et la température à — 2°,6, il se forme une masse cristalline : c'est le cryohydrate qui se solidifie. Si l'on refroidit une dissolution étendue en présence de glace, il se forme d'abord de la glace, mais à — 2°,6 c'est encore la masse cryohydratique qui se produit.

Pfaundler ([3]) fit remarquer que, pour lui, les cryohydrates, par suite même de cette nouvelle manière de les obtenir, ne devaient être autre chose que des mélanges de glace et de sel.

Cette dernière opinion pouvait trouver un commencement de

([1]) *Philosophical Magazine*; 1875.
([2]) *Journal de Physique*.
([3]) *Berichte der deutschen Chemischen Gesellschaft*, t. X; 1877.

preuves dans les expériences de Rüdorff sur la congélation des dissolutions salines sursaturées, mais elle ne fut appuyée d'aucune observation directe. Aussi, tandis que MM. Mazotto (1890), Schreenemakers (1893), Duhem (1893), dans leurs travaux ou leurs études théoriques, admettent l'idée de Pfaundler, celle de Guthrie semble encore acceptée par MM. Etard (1889), Engel et Le Chatelier (1893 et 1894).

J'ai pensé qu'il était utile de publier les expériences que j'ai faites en 1890, ainsi que les considérations qui m'ont guidé.

Le point cryohydratique d'une dissolution d'un sel est une température donnée par la rencontre de deux lignes : l'une AB, dont les ordonnées représentent, à chaque température (abscisses) la concentration *maximum* de la dissolution, celle qui est établie en présence de sel solide; toute concentration dont le point figuratif est supérieur à AB est celle d'une dissolution *sursaturée;* l'autre CD dont les ordonnées représentent à chaque température la concentration *minimum* de la dissolution, celle qui est établie en présence de glace : toute concentration dont le point figuratif est inférieur à CD est celle d'une dissolution au-dessous de son point de congélation, ou si l'on veut *sursaturée* de glace.

D'après les expériences de M. Etard, la ligne AB est une ligne droite, si l'on exprime les concentrations par le nombre de grammes de sel existant dans 100^{gr} de dissolution; de plus, aux concentrations les plus faibles, elle s'éloigne toujours de l'axe des abscisses quand la température croît.

La ligne CD a une forme inconnue; mais on sait toutefois que la concentration croît toujours avec l'abaissement de température : d'où les deux lignes AB et CD se rencontrent toujours.

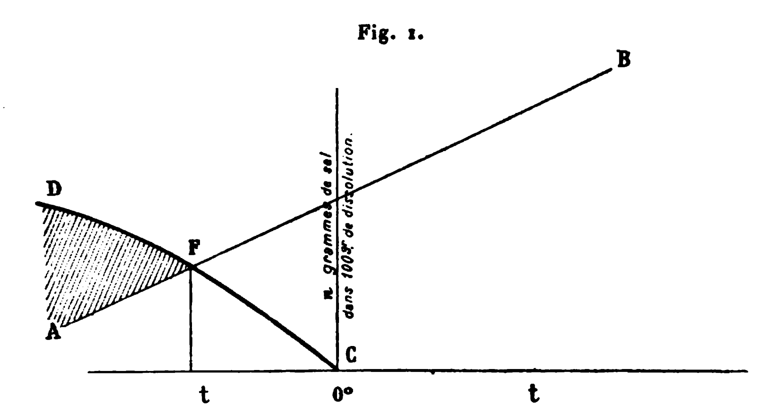
Toute dissolution dont la concentration est figurée par un point dans la région AFD est à la fois sursaturée de sel et de glace : en particulier, la dissolution avec la concentration cryohydratique refroidie au-dessous du point cryohydratique.

De là les expériences suivantes : on prépare par l'un des procédés de Guthrie une dissolution ayant exactement la composition cryohydratique.

1° Si l'on refroidit cette dissolution un peu au-dessous de son point cryohydratique et si l'on y ajoute une parcelle de glace, il se

forme des aiguilles transparentes plus légères que la dissolution : on ne peut affirmer qu'elles sont formées de glace pure ;

Fig. 1.



2° Si l'on évapore une partie de la dissolution à la température cryohydratique, on obtient des cristaux du sel qui s'y trouve en dissolution saturée ;

3° Si l'on ajoute quelques-uns de ces cristaux dans la dissolution cryohydratique, à la température cryohydratique, et si l'on refroidit très lentement, une partie du sel de la dissolution cristallise ; mais ce phénomène ne se continue pas toujours seul, car il se produit bientôt une abondante formation d'aiguilles solides plus légères que la dissolution et formées certainement en grande partie par de la glace ; si l'on continue de refroidir lentement en agitant, on voit la masse saline inférieure augmenter ainsi que la formation de glace à la partie supérieure.

Ces expériences, toutefois, ne sont pas concluantes, car on ajoute de la glace et un sel à la dissolution cryohydratique et de plus la nature des corps solides produits n'est pas suffisamment établie.

Que se passe-t-il dans les conditions ordinaires, alors que la dissolution cryohydratique est amenée en surfusion, un peu au-dessous de son point de congélation et que celle-ci se produit spontanément.

Après divers essais infructueux pour séparer dans la partie solide la glace et le sel que je supposais devoir se produire simultanément, j'eus recours à l'examen microscopique et, pour rendre

les résultats plus nets, j'examinai des dissolutions de sel colorés : le permanganate de potasse, le sulfate de cuivre, le bichromate de potasse.

Avec la dissolution de permanganate de potasse, aussitôt que la surfusion cesse, on voit se produire des aiguilles *transparentes, absolument incolores*, aux contours rectilignes ou arrondis, généralement en arborescences : c'est de la glace pure. Entre ces aiguilles se trouve une masse très colorée, encore liquide; mais, au bout de quelques instants, il se forme presque subitement dans cette masse des aiguilles très colorées, très fines en éventail ou en faisceaux (ce sont des cristaux de permanganate), tandis que l'espace intermédiaire devient transparent et incolore. Si l'on élève la température, une partie de la glace fond, redissout une partie des aiguilles de sel; mais si l'on refroidit ensuite lentement, les aiguilles salines qui ont subsisté s'accroissent. Par plusieurs opérations identiques, on obtient des cristaux de plus en plus gros.

Les autres sels présentent les mêmes phénomènes. Pour observer les dissolutions de sels incolores, chlorure de potassium, azotate de potassium, j'ai employé la lumière polarisée. Les cristaux obtenus peuvent être étudiés optiquement et cristallographiquement : je me suis borné à les comparer à ceux obtenus par évaporation; je n'ai remarqué entre les uns et les autres aucune différence. Il m'a semblé qu'une étude plus complète serait superflue, les exemples choisis confirmant complètement les déductions de la théorie.

Les phénomènes observés au microscope m'ont conduit à isoler la glace du sel d'une manière plus simple : on met la dissolution cryohydratique dans un tube à essai; on la fait congeler presque totalement; on opère la fusion partielle surtout au milieu du tube à essai; on refroidit quand cette fusion s'est opérée jusque vers la partie inférieure; alors la glace restée à la partie supérieure s'accroît, tandis que des cristaux de sel se produisent dans la partie inférieure du tube; on répète plusieurs fois les mêmes opérations en agitant pendant le refroidissement.

Conclusions. — Les cryohydrates de Guthrie n'existent pas : ce sont des mélanges de glace pure et d'un sel solide. Le sel peut être anhydre, ou hydraté. Dans ce dernier cas, c'est un hydrate

bien défini, avec un nombre entier et généralement petit de molécules d'eau unies à 1 molécule de sel. Le sel qui se produit ainsi quand l'eau de la dissolution s'élimine sous l'état de glace est celui qui se produirait si l'on éliminait l'eau par évaporation à la même température.

Pour éviter toute confusion, il est bon de supprimer le mot *cryohydrate;* il peut être remplacé par celui de *cryosel.*

Il me semble qu'on peut admettre qu'une dissolution au point cryohydratique est un mélange liquide d'eau et du sel qui peut y cristalliser.

Lorsqu'on étudie les propriétés des dissolutions aqueuses d'un sel à diverses températures et avec des concentrations différentes, on est amené très souvent, pour expliquer ces propriétés, à faire des hypothèses sur le degré d'hydratation du sel dans ces dissolutions : ces hypothèses devront être rejetées si, au point de solidification du cryosel, elles ne conduisent pas à donner au sel dissous l'hydratation qu'il a dans ce cryosel.

MM. Mazotto et Schreenemakers ont étudié les cryosels formés par le mélange de deux sels avec la glace. Le dernier savant a montré que, si les deux sels ne peuvent pas former de sel double, ils ne forment qu'un seul cryosel; dans le cas contraire, ils en forment deux, et chacun est constitué par le sel double et l'un des deux sels composants qui est en excès.

Les cryosels formés par trois sels simples avec la glace n'ont pas été étudiés; mais, d'après les résultats précédents, on peut prévoir que leur nombre dépendra de celui des combinaisons qu'ils pourront former entre eux. Dans la formation lente de ces cryosels, on aura un exemple de plusieurs substances minérales cristallisant en même temps que leur dissolvant, et l'on pourra y voir une image de la solidification des roches éruptives.

La détermination de la température de formation d'un cryosel étant très facile, cette température pourra utilement être ajoutée aux constantes physiques d'un sel.

L'étude des cryosels pourra aussi être étendue avec profit à presque toutes les substances solubles dans l'eau. De plus, on pourra obtenir des mélanges analogues avec des dissolvants autres que l'eau.

SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE QUELQUES ALLIAGES NOUVEAUX;

PAR M. EDM. VAN AUBEL.

Il me paraît intéressant de faire connaître les propriétés électriques de quelques alliages récemment fabriqués en Allemagne, et qui ont été essayés à l'Institut physico-technique de Charlottenbourg.

Les renseignements qui sont contenus dans cette Note m'ont été obligeamment fournis par les fabricants auxquels je tiens à exprimer ici mes remercîments.

1. *Kruppine.* — Cet alliage pour résistances électriques est fabriqué aux aciéries de M. Fried. Krupp à Essen (Prusse). Cet acier a été soumis à deux séries d'expériences à l'Institut physico-technique de Charlottenbourg.

Dans une première série d'expériences, le fil a été recouvert d'une couche de gomme-laque et chauffé ensuite pendant plusieurs heures à 150° C., puis pendant deux heures à 200° C.

Les mesures de résistances ont été faites alors successivement aux températures de 150° C., 100° C., 50° C. et à la température du laboratoire.

Résultats.

Poids spécifique.	Résistance électrique spécifique à 18° C. en microhms $\frac{cm}{cm^2}$.	Coefficient moyen de température.
8,107	84,7	entre 18° et 50° : +0,000791
		entre 18° et 100° : 0,000766
		entre 18° et 150° : 0,000749

Dans la seconde série d'expériences le fil a été chauffé auparavant, pendant plusieurs jours, à 170° C.

Résultats.

Résistance électrique spécifique à 20° C. en microhms $\frac{cm}{cm^2}$.	Coefficient moyen de température.
85,5	entre 25° et 73° : 0,00076
	entre 73° et 123° : 0,00069
	entre 123° et 154° : 0,00066

Le Tableau suivant permet de comparer la kruppine à d'autres alliages dont on se sert pour les résistances électriques :

Métaux.	Résistance spécifique en microhms-centimètres (¹).	Coefficient de température.
Maillechort.........	20,76 (à 0°)	0,00044
Manganine	34,0	presque nul : +0,000008 à +0,000018 (²)
Constantan.........	50	presque nul.
Rheotan............	52,5 (à 0°)	0,00041
Acier au manganèse.	75 (à 15° C.)	0,00136
Ferro-nickel recuit.	78,3 (à 0°)	0,00093
Kruppine..........	85,5 (à 20° C.)	0,0007
Mercure liquide.....	94,34 (à 0°)	0,00072

Comme on le voit, le nouvel acier fabriqué à l'usine Krupp a une très grande résistance électrique, qui est seulement de 10 pour 100 plus faible que celle du mercure.

Une autre propriété très importante de cet alliage, c'est de pouvoir être porté à une température de 600° C. sans subir le moindre changement de structure; il est loin d'en être de même des métaux et surtout des alliages employés jusqu'ici pour résistances électriques (³).

Enfin, au point de vue mécanique, la kruppine présente une résistance absolue de 60^{kg} par millimètre carré.

Cet acier est fabriqué en fil ayant un diamètre compris entre $0^{mm},5$ et 5^{mm}. Entre $0^{mm},5$ et 2^{mm}, le diamètre du fil peut varier de $0^{mm},25$; entre 2^{mm} et 5^{mm}, il peut être augmenté de $0^{mm},5$.

La kruppine est aussi livrée en lame ayant une épaisseur de $0^{mm},5$, 1^{mm}, 2^{mm}, 3^{mm} ou 4^{mm}.

2. *Alliages fabriqués par les laminoirs de nickel de MM. Fleitmann, Witte et Cie, à Schwerte (Westphalie).* — Ces alliages ont été étudiés sous forme de fils.

(¹) *Voir* E. Hospitalier, *Formulaire de l'Électricien*, 1893; p. 114, 129 et 130.

(²) Landolt et Börnstein, *Physikalische-chemische Tabellen*, 2ᵉ édition, 1894; p. 506.

(³) *Voir* notamment, pour ce qui concerne la manganine, *L'Électricien*, 5 novembre 1892; p. 314.

Les expériences ont été faites de la manière suivante : les deux bouts du fil ont été soudés à de petits blocs de cuivre. Après avoir déterminé la longueur et le diamètre du fil, on l'a enroulé sur une lame de mica et chauffé dans une étuve, pendant vingt-quatre heures, à une température de 130°C. La résistance électrique du fil a été mesurée à différentes températures, dans un bain de pétrole, par la méthode du pont de Wheatstone.

Désignation du fil.	État physique.	Résistance en microhms d'un fil ayant 1cm de longueur et 1cmq de section à 20°C.	Variation de la résistance pour 1° d'élévation de la température.
Fil breveté pour résistances *extra*	dur	53,1	—0,000029
»	doux	50,3	+0,000059
Fil breveté pour résistances IaIa	dur	50,2	—0,000011
»	doux	47,1	+0,000005
Fil de nickeline brevetée I	dur	43,6	+0,000076
»	doux	40,7	+0,000077

Ces résultats montrent que les nouveaux alliages ont une résistance électrique très grande et un coefficient de température très faible.

L'alliage *fil breveté pour résistances électriques* IaIa, notamment, a une résistance électrique supérieure et un coefficient de température plus faible que la manganine adoptée actuellement par l'Institut physico-technique allemand pour la fabrication des résistances électriques de précision.

Toutefois, de nouvelles recherches sont nécessaires pour déterminer si le nouvel alliage convient pour cet usage. Peut-être présente-t-il, entre autres, les mêmes inconvénients que le constantan, c'est-à-dire qu'il donne lieu, avec le laiton, à un élément thermoélectrique ayant une force électromotrice notable (1).

(1) *Voir* à ce sujet *L'Électricien*, 5 novembre 1892; p. 314.
K. Strecker, *Les forces thermoélectriques comme causes d'erreurs dans les*

R. WACHSMUTH. — Recherches sur la conductibilité calorifique intérieure (*Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 158-179; 1893).

Après un historique très complet de toutes les recherches effectuées jusqu'ici sur la conductibilité calorifique intérieure des liquides, M. Wachsmuth cherche quel rôle ont pu exercer dans ces mesures les mouvements intérieurs de la masse liquide produits sous l'influence de la chaleur.

Les deux méthodes principales comportent l'emploi soit d'une longue colonne liquide échauffée par le haut, soit d'une lamelle liquide comprise entre deux plaques métalliques.

A l'aide de matières colorantes dont la couleur change avec la température (iodure d'amidon, cyanine en présence de traces d'acide chlorhydrique), M. Wachsmuth établit que le transport de la chaleur dans une colonne cylindrique de liquide verticale, chauffée par le haut est toujours accompagnée de mouvements tourbillonnaires qui ne diminuent pas sensiblement d'intensité alors même qu'on fait usage d'un anneau de garde, suivant la méthode indiquée par M. Berget.

Au contraire, M. Wachsmuth croit pouvoir affirmer que la deuxième méthode (méthode de Weber) fournit des résultats parfaitement corrects.

Si l'on immobilise la couche liquide entre les deux plateaux par l'addition d'un peu de gélatine, la conductibilité calorifique mesurée ne subit pas de variation sensible alors même que l'on fait varier l'épaisseur de la couche liquide dans le rapport de 1 à 6.

Par la méthode de Weber et à l'aide de la formule corrigée de M. Lorberg (1), M. Wachsmuth détermine la conductibilité calorifique de diverses huiles. Les nombres indiqués dans le Tableau suivant sont exprimés en centimètres-grammes-minutes.

---

instruments de mesure. Elektrotechnische Zeitschrift, 6 octobre 1893, ou *Lumière électrique*, t. IV; 1893.

V. Fuchs, *Ueber das thermo-elektrische Verhalten einiger Nickel-Kupfer Legierungen.* Graz; 1893.

Klemenčič et Czermak, *Annalen der Physik*, t. L, 1893; note au bas de la p. 175.

(1) Lorberg, *Wied. Ann.*, t. XIV, p. 291; 1881.

Baume de Copahu	0,0155
» Canada	0,0155
Huile de noix	0,0211
» d'arachide	0,0227
» d'amandes douces germaniques	0,0237
» d'olive vierge de Provence	0,0237
» de sésame	0,0237
» de pavot	0,0237
» d'amandes douces (*verum angelicum*)	0,0243
» de ricin	0,0255

A la température à laquelle se rapportent les mesures pour les huiles dont le coefficient de conductibilité est 0,0237, certaines de ces huiles (l'huile d'olive, par exemple) étaient solides, d'autres liquides et très diversement visqueuses. La viscosité paraît donc sans influence sur la conductibilité calorifique. E. BOUTY.

A. WINKELMANN. — Sur la valeur absolue de la conductibilité de l'air. (*Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 180-182; 1893).

A la suite d'une discussion récente avec M. Graetz (1), M. Winkelmann a repris ses expériences sur la conductibilité des gaz en employant des sphères au lieu de cylindres. Les nouveaux résultats ne diffèrent pas des anciens de plus de 2,5 pour 100.

E. BOUTY.

G.-M. MOREAU. — Contribution à l'étude de la polarisation naturelle (*Ann. de Phys.*, 6e série, t. XXX, p. 433; 1893).

Nous allons indiquer les parties principales du premier Mémoire où l'auteur indique la disposition expérimentale. Il s'agit de la dispersion rotatoire du quartz et de la polarisation rotatoire magnétique dans l'infra-rouge. Malgré de nombreuses recherches déjà faites dans ce sens, il était nécessaire de reprendre ces mesures, celles déjà effectuées présentant des écarts supérieurs aux erreurs

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 344.

d'expériences annoncées. L'appareil d'exploration est la pile thermoélectrique; l'accès des radiations sur cet instrument de mesure était limité par une ouverture qui n'a jamais dépassé $0^{mm},5$. On produit un spectre cannelé à l'aide d'un prisme de flint. On éclaire avec de la lumière qui traverse deux nicols croisés, entre lesquels se trouve une lame de quartz parallèle, dont la section principale est à 45° du plan principal de l'analyseur.

Les radiations dont la longueur d'onde vérifie la relation

$$(n'-n)e = p\frac{\lambda}{2} (p \text{ est pair})$$

sont arrêtées par ce dispositif, et leur absence peut être constatée dans le spectroscope à l'aide de la pile thermoélectrique. M. Moreau produit ces cannelures à l'aide de cinq lames de quartz. Une étude préliminaire a pour but de déterminer leur longueur d'onde. Les recherches de M. Macé de Lépinay permettent de déterminer l'ordre p d'une cannelure dans la limite de l'infra-rouge. Il suffit de compter le nombre q de ces raies qui existent entre deux d'entre elles correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2. On a les relations

$$(n'_1 - n_1)e = p_1\frac{\lambda_1}{2},$$

$$(n'_2 - n_2)e = (p_1 + 2q)\frac{\lambda_2}{2}.$$

Donc

$$\frac{p_1}{p_1 + 2q} = \frac{\lambda_2(n'_1 - n_1)}{\lambda_1(n'_2 - n_2)}.$$

Le deuxième membre peut être calculé au moyen de la formule empirique de M. Macé de Lépinay

$$(1) \qquad 10^2(n'-n) = 8,6925 + \frac{1,4585 \times 10^{-9}}{\lambda^2} - \frac{1,4291 \times 10^{-9}}{\lambda^4},$$

qui s'applique à dix-huit radiations du spectre visible.

Ces formules donnent en plus l'épaisseur e de la lame.

L'extrapolation, pour la région infra-rouge du spectre, de la formule (1) n'était pas permise. La détermination expérimentale de $n' - n$ pour chacune des bandes que les cinq lames pouvaient produire s'imposait afin d'arriver à la détermination de la longueur

d'onde donnée par

$$(n'-n)e = p\frac{\lambda}{2}.$$

La lumière possédant les cannelures à étudier était reçue sur un goniomètre.

Si δ est la déviation du milieu d'une frange par rapport à la raie du sodium, à travers un prisme de quartz parallèle à l'axe, au *minimum* de déviation, on a

$$\sin(A-r) = \frac{\sin\left(\frac{A+D}{2}\right)}{n},$$

$$\sin\left(\frac{A+D}{2}-\delta\right) = n\sin r,$$

d'où $(n'-n)$.

Les radiations obscures sont ainsi repérées et connues; leur marche à travers le prisme de flint est déterminée. Il reste à faire l'étude de la dispersion rotatoire naturelle. La méthode est celle de Desains. Une lame perpendiculaire à l'axe est disposée normalement aux rayons lumineux parallèles, entre un polariseur et un analyseur. A la sortie de l'analyseur, ces rayons lumineux passent dans un collimateur et un prisme les étale en un spectre pur qu'on étudie avec la pile thermo-électrique. Supposons celle-ci placée en une région déterminée du spectre, pour laquelle λ est la longueur d'onde moyenne; on note les déviations du galvanomètre pour deux positions rectangulaires de l'analyseur.

D'où

$$a = I\cos^2\omega,$$
$$b = I\sin^2\omega$$

et

$$\cos^2\omega = \frac{a}{a+b}.$$

La position du plan de polarisation émergent est ainsi déterminée en fonction de a et de b.

Les nombres obtenus par l'auteur semblent se rapprocher de ceux de M. Desains. Ils décroissent plus rapidement avec la longueur d'onde que ceux de M. Carvallo. M. Moreau explique ces écarts par la grande largeur de la fente de M. Carvallo et le peu de dispersion du spectre ordinaire du spath. DONGIER.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

T. XXXVIII (2e semestre 1894).

Électricité.

CHARLES-V. BURTON. — Sur le mécanisme de la conduction électrique. Ire Partie. Conduction dans les métaux, p. 55-70.

L'auteur expose une théorie cinétique de la conduction métallique reposant sur cette hypothèse que tout corps matériel est formé de particules *parfaitement* conductrices (ou tout au moins constituées par un noyau de conductibilité finie entouré d'une couche de conductibilité parfaite) disséminées dans un milieu *parfaitement* isolant, ces particules se déplaçant, les unes par rapport aux autres, avec des vitesses dépendant de la température absolue du corps.

Cette hypothèse conduit immédiatement à cette conséquence que, s'il ne peut exister aucun mouvement à la température du zéro absolu, tous les corps doivent être ou parfaitement isolants, ou parfaitement conducteurs à cette température. Les résultats des expériences de MM. Dewar et Fleming ([1]), qui indiquent que la résistance des métaux purs tend vers zéro en même temps que la température absolue, confirment en partie cette conséquence.

La transformation de l'énergie électrique en énergie calorifique, qui accompagne le passage d'un courant dans un conducteur, s'explique facilement par les mouvements et les chocs des particules. En greffant sur l'hypothèse fondamentale quelques autres hypothèses, M. Burton parvient à expliquer la loi d'Ohm, l'existence d'une différence de potentiel au contact de deux corps de nature différente, la production de l'effet Peltier quand un courant traverse la surface de séparation de deux corps, la non-identité de la différence de potentiel au contact *vrai* et de la différence de potentiel au contact *apparent*, enfin la discordance entre les

---

([1]) *Phil. Mag.*, t. XXXIV, p. 326. — *Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 84.

résultats des expériences sur la transparence des métaux et les résultats de l'application de la théorie électromagnétique de la lumière au calcul de cette transparence.

RICHARD THRELFALL, assisté par FLORENCE MARTIN. — Sur une méthode approximative pour trouver les forces agissant dans les circuits magnétiques, p. 88-110.

La théorie indique que la force attractive qui s'exerce entre les extrémités en contact de deux barres de fer aimantées par un courant est donnée par la formule

$$F = \frac{B^2 A}{8\pi},$$

A étant l'aire des surfaces en contact et B l'induction magnétique, supposée uniforme, par unité de surface. C'est cette formule que l'auteur s'est proposé de vérifier, les recherches antérieures de M. Bosanquet (1) sur le même sujet ne lui paraissant pas avoir élucidé la question.

Dans les expériences de M. Threlfall, les deux barres de fer, dont les extrémités en contact sont polies avec le plus grand soin, sont disposées suivant l'axe d'un solénoïde; l'induction magnétique est évaluée par la déviation d'un galvanomètre balistique recevant le courant induit dans une petite bobine que l'on déplace dans le champ magnétique créé par le solénoïde; la force attractive est mesurée à l'aide d'un peson à ressort, en prenant grand soin que les axes des deux tiges restent toujours rigoureusement parallèles. Ces expériences ont montré que, contrairement aux conclusions de Bosanquet, les tractions observées sont sensiblement égales aux tractions calculées, aussi bien pour les faibles valeurs de l'induction magnétique que pour les valeurs élevées.

Quand les tiges sont séparées par un intervalle d'air, les résultats expérimentaux cessent d'être d'accord avec les résultats donnés par la formule; ce désaccord s'explique par ce fait que la formule suppose les lignes de force magnétique normales aux sections des tiges, ce qui n'a pas lieu quand les tiges sont séparées,

(1) *Phil. Mag.*, t. XXII; 1886. — *Journal de Physique*, 2e série, t. V.

ainsi que l'auteur s'en est assuré en étudiant la distribution des lignes de force au moyen de limaille de fer.

Cette étude l'a conduit en outre à la loi suivante : Avec des faces polaires semblables, de même perméabilité magnétique, et pour une même valeur de l'induction magnétique par unité de surface, les spectres magnétiques ont *la même forme* quand l'épaisseur de l'intervalle d'air est *une même fraction* d'une des dimensions homologues des faces polaires.

De cette loi se déduit cette conséquence importante : Le rapport de l'attraction de deux surfaces séparées par un certain intervalle d'air à l'attraction des mêmes surfaces en contact reste le même quand l'épaisseur d'air et les dimensions des surfaces varient dans le même rapport. Par suite, si l'on a déterminé expérimentalement ce rapport pour deux tiges de rayon 1 séparées par une épaisseur d'air quelconque, il est possible de calculer approximativement l'attraction de deux tiges de sections semblables séparées par un intervalle d'air, l'attraction des tiges au contact étant donnée par la formule théorique. Treize tables numériques et une courbe résument les résultats obtenus par l'auteur dans ses déterminations expérimentales du rapport nécessaire pour le calcul.

John KERR. — Sur une question fondamentale en électro-optique, p. 144-146.

A la suite de la publication des récentes expériences de l'auteur sur la double réfraction électrique ([1]), M. Quincke adressait aux éditeurs du *Philosophical Magazine* une lettre ([2]) dans laquelle il revendique la priorité de l'emploi de la méthode adoptée, en dernier lieu, par le D[r] Kerr. Celui-ci reconnaît avoir eu connaissance du travail de M. Quincke ([3]) et exprime ses regrets de ne pas l'avoir cité; mais il fait remarquer que la méthode est, en réalité, due à Jamin, et que le résultat le plus important de son travail est d'être parvenu à séparer les effets optiques dus à la double réfraction de ceux qui sont dus aux mouvements tourbillonnaires du liquide, résultat que M. Quincke n'avait pu obtenir.

([1]) *Phil. Mag.*, t. XXXVII, p. 380.
([2]) *Id.*, p. 508.
([3]) *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 773; 1883.

John TROWBRIGE. — Résonance et interférence électriques, p. 182-188.

Les deux bornes d'un transformateur, dont le circuit primaire est parcouru par les courants alternatifs fournis par une dynamo, sont mises en communication avec les armatures d'un condensateur; à ces armatures sont fixées les extrémités d'un circuit contenant une bobine et un micromètre à étincelles, circuit que nous appellerons *primaire*. Dans son voisinage sont deux autres circuits, dits *secondaires,* contenant également une bobine et un micromètre à étincelles. Les trois bobines sont montées sur un même axe; les trois interruptions sont disposées suivant une même droite presque verticale; la lumière émise par les étincelles est renvoyée par un miroir tournant sur une plaque photographique.

L'examen des photographies ainsi obtenues montre les faits suivants :

1° Une étincelle primaire non oscillante excite toujours une décharge oscillatoire dans un circuit secondaire si la capacité, la résistance et la self-induction de ce secondaire permettent un mouvement oscillatoire.

2° Le premier effet de cette étincelle sur le secondaire est le même que si ce secondaire ne contenait aucune capacité; ensuite il se produit des oscillations qui présentent un maximum après quelques oscillations; la durée de ces oscillations prend finalement une valeur constante donnée par la formule $t = 2\pi\sqrt{LC}$.

3° Quand les oscillations produites dans les deux secondaires ont des durées d'oscillation peu différentes, il se produit dans ces circuits des battements ou interférences électriques.

4° Lorsque l'étincelle primaire est oscillante, les oscillations du circuit primaire tendent à contraindre les oscillations secondaires à les suivre; si elles ne sont pas assez puissantes pour y parvenir, il se produit des interférences. Quand les circuits secondaires ne contiennent pas de condensateur, les oscillations de ces circuits sont à l'unisson de celles du circuit primaire.

5° Les oscillations secondaires continuent longtemps après que l'étincelle primaire non oscillante a cessé; ce résultat doit être rapproché de celui qu'a obtenu M. Bjerknes : que l'amortissement

d'un résonateur de Hertz est beaucoup moins rapide que celui de l'excitateur.

G.-H. BRYAN. — Sur l'induction électromagnétique dans des nappes de courants planes, cylindriques et sphériques et sur sa représentation par un cortège d'images en mouvement, p. 198-200.

Maxwell a montré (*Traité*, t. II, Chap. XII) que le champ, dû aux courants induits qui prennent naissance dans une feuille métallique plane, très mince et indéfinie, par suite du déplacement de pôles magnétiques, peut être représenté par un cortège mobile d'images. L'auteur indique une méthode qui permet d'établir ce point en s'appuyant directement sur les lois ordinaires de l'induction électromagnétique pour les corps en repos et qui s'applique très facilement au cas où la feuille est cylindrique ou sphérique.

LORD KELVIN et MAGNUS MACLEAN. — Sur l'électrisation de l'air, p. 225-235.

En répétant dans le nouveau collège de l'Université de Glascow les mesures du potentiel de l'air faites une trentaine d'années auparavant dans l'ancien collège par Lord Kelvin, les auteurs sont parvenus aux résultats suivants :

1° Le potentiel en un point de l'air varie très rapidement, même par temps calme ou vent faible, le ciel restant pur de tout nuage. Ces variations rapides, déjà observées dans les anciennes expériences, sont attribuées à des mouvements de masses d'air électrisées dans les régions élevées.

2° L'électrisation des régions basses de l'atmosphère est généralement négative; toutefois la prépondérance de l'électrisation négative est moins marquée que dans les anciennes expériences et les auteurs pensent que cette légère divergence des résultats doit être attribuée à ce que l'ancien collège est placé dans la partie basse de la ville et entouré de maisons et de cheminées élevées.

3° Lorsqu'on fait communiquer deux chambres en ouvrant légèrement une porte, l'électrisation a le même signe dans les deux, que cette électrisation soit naturelle ou qu'elle soit due à la combustion d'une lampe à alcool ou au fonctionnement d'une machine

électrique dans l'une des chambres, résultat déjà observé dans les anciennes recherches.

D'autres expériences ont été faites sur l'air enfermé dans une vaste cuve de fonte renversée sur un grand vase plat rempli d'eau. Une ligne effilée, traversant la paroi supérieure de la cuve, était reliée à l'un des pôles d'une machine. La différence de potentiel entre un point de l'air intérieur et les parois était mesurée au moyen d'un électromètre à quadrants par la méthode de l'écoulement d'eau. Ces expériences ont montré que l'air parfaitement exempt de poussière peut prendre une charge positive ou négative assez élevée, les charges négatives se dissipant plus rapidement que les charges positives.

Si l'on remplit la cuve de fumée obtenue en brûlant du papier, on observe que l'air s'électrise aussi facilement et retient les charges aussi longtemps que quand il est pur.

LIVEING et DEWAR. — Note préliminaire sur le spectre de la décharge électrique dans l'oxygène, l'air et l'azote liquides, p. 235-240.

Les pôles d'une puissante bobine d'induction ou d'une machine Wimshurst sont reliés à deux électrodes de platine plongées dans un des liquides bouillants, soit sous la pression atmosphérique, soit dans le vide; un condensateur peut être intercalé à volonté dans le circuit de décharge.

On observe généralement un spectre continu traversé par des lignes brillantes; l'intensité du spectre continu diminue quand on place le condensateur dans le circuit et les lignes brillantes deviennent plus facilement observables. La mesure des longueurs d'onde correspondant à ces lignes montre qu'elles appartiennent au platine ou au liquide dans lequel sont plongées les électrodes. L'auteur attribue la formation de la partie continue des spectres aux particules métalliques qui sont arrachées mécaniquement de la surface des électrodes par la décharge.

JOHN PERRY. — Protection magnétique par un cylindre de fer creux. Cas le plus simple, p. 270-271.

L'auteur calcule quel est à l'intérieur et à l'extérieur d'un cy-

lindre de fer creux le potentiel dû à un courant circulant en sens inverses dans deux fils rectilignes situés, à la même distance de l'axe, dans un plan diamétral du cylindre.

S. SKINNER. — La pile Clark lorsqu'elle produit un courant, p. 271-279.

L'auteur étudie la variation qu'éprouve la force électromotrice d'un élément Clark lorsqu'on ferme le circuit de cet élément.

Si l'on désigne par V la différence de potentiel entre les pôles, par e la force électromotrice de l'élément, par R sa résistance et par r la résistance extérieure, on a

$$V = \frac{re}{R + r}.$$

V était mesuré par la méthode déjà employée par l'auteur dans un travail antérieur ([1]); r était une résistance métallique étalonnée. Quant à R, sa mesure était rendue facile par le fait que les expériences portaient sur trois éléments de dimensions différentes, mais ayant exactement la même force électromotrice en circuit ouvert. Deux des éléments étaient montés en opposition et l'on déterminait la somme de leurs résistances à l'aide d'un pont de Wheatstone parcouru par des courants alternatifs. En répétant cette mesure sur les trois groupes différents que l'on peut former en prenant les trois éléments deux à deux, on avait trois équations donnant les trois résistances R.

Il résulte de ces expériences que :

1° La force électromotrice de polarisation croît en même temps que l'intensité du courant fourni par la pile.

2° Cette force augmente peu à peu lorsque le courant est maintenu.

3° Elle peut être négligée lorsque la résistance de la pile est très petite par rapport à la résistance extérieure et, par conséquent, on peut dans ces conditions obtenir des courants faibles et approximativement connus au moyen de piles Clark.

([1]) *Proc. of the R. Soc.*, t. LI, p. 60. — *Journ. de Phys.* [3], t. III, p. 45.

Lord RAYLEIGH. — Sur le minimum de courant perceptible dans le téléphone, p. 285-295.

Essai d'une théorie quantitative du téléphone, p. 295-301.

Dans le circuit du téléphone sont placées une boîte de résistances et une source de courants sinusoïdaux. Cette source est formée d'une petite bobine dans le voisinage de laquelle on fait tourner un aimant ou vibrer un diapason aimanté. On augmente la résistance du circuit du téléphone jusqu'à ce que le son soit très faible mais encore *aisément* perceptible après quelques secondes d'attention.

Les expériences ont montré que la résistance du circuit peut varier entre des limites très larges sans que l'intensité du courant nécessaire pour produire ce son varie beaucoup. Elles ont montré, en outre, que cette intensité dépend surtout de la fréquence du courant; le Tableau suivant donne en cent-millionièmes d'ampère l'intensité trouvée pour diverses fréquences :

Fréquence.	Source.	Courant en 10^{-8} ampère.
128	diapason	2800
192	aimant tournant	250
256	diapason	83
307	aimant tournant	49
320	diapason	32
384	»	15
512	»	7
640	»	4,4
768	»	10

Ce Tableau semble indiquer un maximum de sensibilité du téléphone pour une fréquence d'environ 640, mais de nouvelles expériences seraient nécessaires pour élucider ce point. Les nombres du Tableau doivent être divisés par 2 si l'on veut le courant correspondant à la limite de perceptibilité du son.

L'auteur expose ensuite une théorie qui le conduit à des nombres de l'ordre de grandeur des précédents pour l'intensité du courant capable de donner un son perceptible.

J.-J. THOMSON. — Sur la vitesse des rayons cathodiques, p. 358-365.

Les rayons cathodiques sont produits par le passage entre deux électrodes, contenues dans un tube en verre d'urane où existe une raréfaction suffisante, des courants de haute tension dits *courants de Tesla*. Dans ce but, les électrodes sont reliées au secondaire d'un transformateur entouré d'huile dont le primaire est relié aux armatures externes de deux bouteilles de Leyde chargées par une puissante bobine d'induction. Les électrodes sont placées à l'une des extrémités du tube et les rayons cathodiques se propagent librement jusqu'à l'autre extrémité. Le tube est recouvert de noir de fumée, sauf deux bandes rectilignes très étroites, dans le prolongement l'une de l'autre, et situées dans les régions du tube où la phosphorescence du tube présente le même éclat. Ces fentes sont observées, au moyen d'une lunette, par réflexion sur un miroir tournant autour d'un axe parallèle à la direction des fentes.

Quand le miroir tourne, les images des deux fentes ne sont plus dans le prolongement l'une de l'autre; par conséquent les deux fentes ne deviennent pas phosphorescentes au même instant. Ce fait peut être attribué à ce que les rayons cathodiques mettent un certain temps à franchir la distance qui sépare les deux fentes ou bien à ce que, quoique frappées au même instant par les rayons cathodiques, les deux fentes mettent des temps différents pour arriver au maximum de phosphorescence. Diverses raisons conduisent l'auteur à rejeter cette dernière explication et à adopter la première.

Connaissant la vitesse de rotation du miroir et le déplacement des images, il est facile de calculer le temps employé par les rayons cathodiques pour franchir la distance qui sépare les fentes et, par suite, calculer la vitesse de propagation des rayons. M. J.-J. Thomson trouve ainsi

$$v = 1,9 \times 10^7 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}},$$

valeur environ mille fois plus petite que la vitesse de la lumière et beaucoup plus petite que celle de la décharge électrique d'une électrode à l'autre dans le tube où se produisent les rayons catho-

diques. Elle est sensiblement égale, comme le fait voir l'auteur, à la vitesse que doivent prendre, sous l'influence de la force électromotrice entre l'anode et la cathode, des molécules matérielles possédant la charge électrique que leur assigne la théorie électrolytique.

D'un autre côté, l'auteur montre qu'un champ magnétique doit produire une déviation de la trajectoire de ces molécules du même ordre de grandeur que celle que l'on observe lorsqu'on soumet les rayons cathodiques à l'influence du même champ.

M. J.-J. Thomson croit qu'il ne faut accepter qu'avec circonspection la conclusion d'un récent travail de M. Lenard, d'après laquelle les rayons cathodiques auraient leur siège dans l'éther.

W.-C. DAMPIER-WHETAM. — Sur les vitesses des ions et le pouvoir d'ionisation relatif des dissolvants, p. 392-396.

Guidé par des considérations théoriques, Kohlrausch a indiqué comment les vitesses des ions peuvent être déduites de la conductibilité spécifique de l'électrolyte si l'on connaît les nombres de transport de Hittorf relatifs à cet électrolyte. Dans des recherches antérieures (1), l'auteur a montré que les vitesses de quelques ions ainsi calculées concordent très bien avec celles que l'on déduit de l'expérience.

Mais quelques substances semblent faire exception à la théorie de Kohlrausch. En particulier, si l'on calcule la vitesse de l'ion H au moyen de la conductibilité et des nombres de transport de l'acide nitrique ou de l'acide chlorhydrique et la vitesse de l'ion $C^2H^3O^2$ au moyen des données relatives à l'acétate de sodium ou de potassium, on trouve des valeurs qui, par un calcul inverse des précédents, conduisent à une conductibilité d'une solution d'acide acétique, contenant $0^{gr},1$ équivalent par litre, 68 fois environ plus grande que la conductibilité réelle.

L'auteur s'est proposé de déterminer expérimentalement la vitesse de l'ion H se déplaçant dans une solution d'acétate de sodium. Il emploie dans ce but l'appareil déjà décrit antérieurement.

(1) *Proc. of the R. Soc.*, t. LII, p. 284; 1892. — *Journal de Phys.*, 3e série, t. III, p. 423.

Dans le plus long des tubes, il place une solution gélatineuse d'acétate de sodium, additionnée préalablement de phtaléine du phénol, puis décolorée par quelques gouttes d'acide acétique; dans l'autre, il met la même solution non décolorée. De la vitesse avec laquelle se déplace la surface de contact sous l'influence d'un courant il déduit pour la vitesse de l'ion hydrogène, lorsqu'il est soumis à une force électromotrice de 1 volt par centimètre, 0,000065 par seconde. Cette vitesse est environ 46 fois plus faible que celle du même ion dans l'acide chlorhydrique et, comme la conductibilité de l'acide acétique est environ 59 fois plus faible que celle de l'acide chlorhydrique pour les concentrations employées, on voit que la vitesse est réduite dans le même rapport que la conductibilité, ainsi que le veut la théorie de Kohlrausch.

Ce résultat montre que la vitesse d'un même ion dépend de la nature de la dissolution dans laquelle il se déplace; les dissolvants n'ont donc pas le même *pouvoir d'ionisation*.

ROLLO APPLEYARD. — Sur les diélectriques, p. 396-409.

On sait que la résistance d'isolement d'un diélectrique augmente, en général, quand on charge les conducteurs que le diélectrique isole; cette augmentation, qui paraît être le résultat de plusieurs phénomènes simultanés encore très mal connus, dépend de la valeur de la différence de potentiel que l'on établit entre les conducteurs et du temps pendant lequel cette différence de potentiel est maintenue.

Dans les expériences de l'auteur une lame mince de celluloïde ou de gutta-percha isole deux armatures constituées par du mercure, afin qu'il y ait contact parfait entre le diélectrique et les armatures. Elles ont montré que :

1° La résistance d'isolement de la celluloïde ne dépend pas de la durée de la charge, tandis que celle de la gutta augmente avec cette durée;

2° La résistance d'isolement de la celluloïde diminue quand la différence de potentiel des armatures augmente, tandis que celle de la gutta augmente dans les mêmes conditions;

3° Pour une même valeur de la différence de potentiel, qu'elle

soit obtenue par des valeurs croissantes ou décroissantes, la résistance d'isolement de la celluloïde est la même; au contraire, pour la gutta la résistance d'isolement trouvée pour une même différence de potentiel des armatures est très différente suivant que cette différence de potentiel est atteinte par des valeurs croissantes ou des valeurs décroissantes.

L'auteur a également mesuré la résistance d'isolement de cylindres formés de gutta-percha et de limaille de laiton bien mélangées dans des proportions diverses. Ces mesures ont montré que la résistance, très élevée quand la limaille est en faible quantité, reste encore assez grande jusqu'à ce que le mélange contienne deux parties en poids de limaille pour une partie environ de gutta; pour ces proportions il y a une sorte de point critique, car on trouve, tantôt une résistance de quelques ohms, tantôt une résistance de quelques milliers de mégohms.

JOHNSTONE STONEY. — Sur *l'électron* ou atome d'électricité, p. 418-420.

Le professeur Ebert, dans un Mémoire sur la *Chaleur de dissociation* (¹), attribue à Helmholtz l'introduction, dans la théorie des phénomènes électrolytiques, de la considération des *charges de valence* ou atomes d'électricité indivisibles. L'auteur établit que dans un Mémoire, lu à la British Association en 1874, il appelait l'attention sur l'existence d'une quantité indivisible d'électricité et définissait cette quantité à peu près dans les mêmes termes que ceux qu'employa Helmholtz en 1881.

CHARLES-E. SAINT-JOHN. — Longueurs d'ondes électriques dans les fils de fer, p. 425-441.

Dans le plan horizontal contenant l'axe d'un excitateur de Hertz est tendu un fil métallique, deux fois replié à angle droit, de manière à former trois côtés d'un rectangle, le petit côté (30^{cm}) étant parallèle à l'axe de l'excitateur. Les extrémités des deux longs côtés passent dans deux petits tubes de verre sur lesquels

(¹) *Wied. Ann.*, t. L, p. 255; 1893.

sont enroulés deux conducteurs reliés aux bornes d'un bolomètre; celui-ci s'échauffe sous l'action des courants induits dans les deux enroulements par les oscillations parcourant le fil, et la variation de résistance qui en résulte est mesurée par un pont de Wheatstone à l'aide d'un galvanomètre.

En faisant varier la longueur des longs côtés du fil de 15^{cm} à 900^{cm}, l'auteur a constaté que, pour certaines longueurs, la déviation du galvanomètre passe par un maximum ou un minimum; si l'on admet que les oscillations qui prennent naissance dans le fil sont dues à un phénomène de résonance, ces maxima et minima doivent correspondre à des longueurs de fil égales à des nombres entiers de demi-longueur d'onde; et cette demi-longueur d'onde doit être égale à la moitié de la différence des longueurs donnant deux maxima consécutifs.

En opérant successivement avec des fils de cuivre et des fils de fer ayant sensiblement des diamètres égaux, l'auteur a reconnu que la longueur d'onde est plus petite dans les fils de fer que dans les fils de cuivre, bien que les conditions de fonctionnement de l'excitateur fussent restées les mêmes et que, par suite, la période des oscillations n'ait pas varié. Il a obtenu les nombres suivants pour la demi-longueur d'onde :

cm 255,8	avec un fil de	cuivre	de cm 0,1201	de diamètre.
251,6	»	fer	de 0,1186	»
251,6	»	cuivre	de 0,07836	»
246,8	»	fer	de 0,07850	»

L'auteur a, en outre, constaté que, dans des fils de cuivre de diamètres différents, la longueur d'onde décroît en même temps que le diamètre diminue; c'est ce que montrent les valeurs suivantes de la demi-longueur d'onde :

cm 255,8	pour un fil de cuivre de	cm 0,1201	de diamètre.
252,2	»	0,0884	»
251,6	»	0,07836	»
244,8	»	0,03915	»

JOHN TROWBRIDGE. — Changement de période des ondes électriques dans des fils de fer, p. 441-446.

Tandis que M. Saint-John étudie la variation de longueur

d'onde produite par un circuit en fer sur des oscillations de même période, M. Trowbridge étudie la variation de la durée d'oscillation qui résulte de la substitution d'un circuit en fer à un circuit en cuivre de même forme géométrique.

Deux bobines ayant la même self-induction sont placées symétriquement sur un long électro-aimant; elles font partie de deux circuits distincts contenant chacun un condensateur qui est chargé par le courant d'induction produit dans la bobine correspondante par la fermeture du courant de l'électro-aimant. Les images des deux étincelles de décharges, données par un miroir tournant, sont photographiées. L'un des circuits ne subit aucune modification; la durée de son oscillation est prise comme terme de comparaison pour l'évaluation de la durée d'oscillation de l'autre circuit formé, tantôt d'un fil de fer, tantôt d'un fil de cuivre.

Si le diamètre des fils est supérieur à $0^p,0312$, la durée d'oscillation du circuit en fer est sensiblement la même que celle du circuit en cuivre, de même forme géométrique. Pour des diamètres plus petits, la durée d'oscillation du circuit en fer est plus longue que celle du circuit en cuivre.

Ce résultat concorde avec celui qu'a obtenu M. Saint-John en opérant avec des oscillations beaucoup plus rapides.

RICHARD THRELFALL. — Sur la dispersion de la lumière par les particules métalliques, p. 446-456.

Dans un Ouvrage récent (*Recent Researches in Electricity and Magnetism*), M. J.-J. Thomson établit que, si l'on considère les ondes lumineuses comme étant de nature électromagnétique, un faisceau de lumière tombant sur une petite sphère conductrice doit donner naissance à un faisceau complètement polarisé en tout point d'un plan passant par le centre de la sphère et perpendiculaire au faisceau incident. D'un autre côté, lord Rayleigh a montré antérieurement (1) que, si la lumière est dispersée par une sphère diélectrique, elle est complètement polarisée en tout point de la surface d'un cône ayant pour axe la direction de la lumière incidente et pour demi-angle au sommet 120°.

---

(1) *Phil. Mag.*, [5], t. XII, p. 98: 1881.

M. Threlfall a cherché si la lumière dispersée par des particules très fines en suspension dans un liquide présentait ces propriétés. Il a opéré sur des particules de gomme et sur des particules d'or, de cuivre, d'argent, de fer et de platine. Les particules métalliques étaient généralement obtenues en réduisant par le phosphore des dissolutions très étendues d'un sel du métal considéré; dans quelques recherches avec le platine et le fer, elles étaient produites en faisant éclater les décharges d'une puissante bobine d'induction entre deux électrodes de platine ou de fer placées, l'une dans le liquide, l'autre à une petite distance au-dessus du liquide. La lumière dispersée était étudiée à l'aide d'un nicol.

Les résultats obtenus avec l'or et le platine ont été particulièrement nets; ceux que donnent le cuivre, l'argent et le fer, quoique moins nets, les confirment cependant. Ils montrent que, dans tous les cas, *la direction du maximum de polarisation est sensiblement perpendiculaire à celle de la lumière incidente.*

Les particules métalliques se comportent donc, par rapport aux courants alternatifs très rapides qui constituent la lumière, comme des corps isolants, conclusion qui concorde avec ce fait remarqué par Maxwell, que la transparence réelle des métaux pour la lumière est beaucoup plus grande que celle à laquelle on est conduit par la théorie électromagnétique lorsqu'on suppose que leur conductibilité pour les courants alternatifs très rapides est la même que pour les courants permanents.

A la suite de ce Mémoire M. J.-J. Thomson publie une Note où il fait remarquer que les résultats de M. Threlfall, conformes à ceux qu'il a obtenus lui-même dans des expériences du même genre, ne peuvent être regardés comme un critérium de la théorie, car celle-ci exige que les dimensions des particules soient comprises entre deux limites dépendant de la longueur d'onde, limites qui sont trop rapprochées dans le cas des longueurs d'onde lumineuse pour qu'on soit certain qu'elles comprennent les dimensions des particules étudiées. Il pense qu'on se placerait dans des conditions plus favorables en opérant avec de plus grandes longueurs d'onde et des particules de plus grandes dimensions.

W.-H. HICKS. — Sur la self-induction et le potentiel de gravitation d'un anneau, p. 456-473.

M. Minchin [1] indiquait récemment une méthode de calcul conduisant, pour la self-induction d'un anneau parcouru par un courant, dont la densité en un point varie en raison inverse de la distance de ce point à la perpendiculaire au plan de l'anneau menée par son centre, à l'expression

$$(1) \qquad \pi a\left[4L-8+2\frac{c}{a}\left(L-\frac{5}{4}\right)-\frac{1}{16}\frac{c^2}{a^2}(2L+19)\right],$$

où

$$L=\log\frac{8a}{c},$$

a désignant le rayon de la circonférence moyenne de l'anneau et c le rayon de sa section droite.

En reprenant ce même problème à l'aide des *fonctions toroïdales,* dont les propriétés sont développées dans deux Mémoires des *Philosophical Transactions* (1881, p. 609 et 1884, p. 161), M. Hicks montre que la formule de M. Minchin donne seulement le flux à travers l'ouverture de l'anneau, et que le flux total est donné par la suivante

$$(2) \qquad \pi a\left\{\frac{4\cos^2\alpha}{(1+\cos\alpha)^2}\left[4L-6+(14L-18)\frac{1-\cos\alpha}{1+\cos\alpha}\right]-\frac{1+2\cos\alpha}{3}\right\},$$

α désignant l'angle de la droite qui joint le centre de la section droite au centre de l'anneau avec la tangente à la section droite menée par ce dernier centre.

Lorsque l'épaisseur de l'anneau est assez petite pour qu'on puisse négliger les termes en $\frac{c}{a}$, on admettra que α est nul; la formule (1) donne

$$(3) \qquad \pi a(4L-8),$$

qui est l'expression trouvée par Maxwell pour la self-induction d'un anneau de section négligeable parcouru par un courant uni-

---

(1) *Phil. Mag.*, t. XXXVII, p. 300. — *Journal de Phys.* [3], t. III, p. 279.

forme, tandis que la formule (2) donne alors

$$(4) \qquad \pi a(4L - 7).$$

La divergence de ces résultats montre que, même quand la section est très petite et le rayon de l'anneau très grand, l'action mutuelle des différents filets de courants n'est pas négligeable.

M. Hicks calcule en outre la self-induction, dans le cas où le courant est uniformément distribué, mais il est conduit à une expression contenant une intégrale dont on ne peut avoir qu'une valeur approximative.

La même méthode de calcul lui permet de trouver le potentiel de gravitation de l'anneau.

A.-P. CHATTOCK et F.-B. FAWCETT. — Sur l'énergie des molécules d'Ampère, p. 473-482 et p. 577.

En entreprenant les expériences décrites dans ce Mémoire les auteurs avaient pour but de résoudre cette question : les courants moléculaires d'Ampère sont-ils dus à des mouvements de rotation des molécules elles-mêmes entraînant avec elles leurs charges ioniques?

Dans un récent travail M. Richarz (1) a montré que le calcul de l'intensité magnétique par unité de volume d'un morceau de fer aimanté à saturation conduit, si l'on adopte pour les vitesses de rotation des charges ioniques des valeurs fort acceptables, à des valeurs qui sont du même ordre de grandeur que celles que l'on obtient par l'expérience. Par conséquent, il suffisait de chercher si, en supposant les molécules elles-mêmes entraînées avec ces vitesses, on est conduit à des conséquences se prêtant à l'expérimentation, puis d'effectuer les expériences nécessaires à la vérification de ces conséquences.

En admettant que la chaleur abandonnée par un corps est égale à la perte de force vive de ses molécules, les auteurs démontrent que toute variation du champ magnétisant à partir de la valeur de ce champ, qui rend l'aimantation du fer maximum, doit être accompagnée d'un refroidissement du fer et que ce refroidissement

(1) *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 385; 1894.

doit atteindre quelques centièmes de degré pour une variation du champ facile à réaliser pratiquement.

Les expériences faites pour vérifier cette conséquence de leurs vues théoriques donnèrent aux auteurs des résultats contradictoires. Une première série d'expériences montra que, contrairement aux prévisions, il y a échauffement du fer. D'autres, faites avec la même disposition, donnèrent un jour des résultats conformes à la théorie, mais indiquèrent les jours suivants des effets inverses, sans qu'on ait pu se rendre compte des causes de cette inversion.

Aussi les auteurs concluent-ils que, *si les courants moléculaires* sont dus à *un mouvement de rotation des charges ioniques, ce mouvement n'est pas invariablement lié au mouvement de rotation des molécules elles-mêmes.*

Mais, dans une lettre postérieure à ce Mémoire, M. Chattock reconnaît, à la suite d'une remarque de M. Lodge, que cette conclusion est peut-être trop absolue. Il est en effet possible, d'après M. Lodge, qu'un temps appréciable soit nécessaire avant qu'une variation soudaine des vitesses de rotation des molécules produise une variation de la température de la pile thermoélectrique. Aussi M. Chattock se propose-t-il de faire de nouvelles expériences.

F.-L.-O. WADSWORTH. — Une méthode nouvelle pour magnétiser et astatiser les aiguilles de galvanomètre, p. 482-488.

Généralement on commence par aimanter les petits barreaux d'acier qui doivent former le système magnétique, puis on les fixe sur leur monture. Dans cette dernière opération, les aimants se trouvent soumis à des causes multiples de désaimantation telles que des vibrations, des chocs et le voisinage d'autres aimants. L'auteur évite ces inconvénients en aimantant les barreaux après qu'ils sont fixés sur leur monture. Dans ce but il emploie un électro-aimant composé de deux bobines et deux noyaux de fer doux; les extrémités de chacun de ces noyaux sont recourbées à angle droit de manière à obtenir quatre faces polaires se regardant deux à deux. Chacune des deux parties du système magnétique destiné à former l'aiguille astatique est placée entre deux des faces polaires. Au moyen d'un courant suffisamment intense, on obtient

le maximum d'aimantation en même temps qu'une égalité presque parfaite des moments magnétiques de ces deux parties. Par des opérations méthodiques, que l'auteur décrit avec détails, on arrive ensuite à rendre parallèles les axes magnétiques de ces parties et à diminuer la faible différence que peuvent présenter leurs moments magnétiques.

En appliquant cette méthode aux aiguilles de deux galvanomètres Thomson, renommés pour leur sensibilité, l'auteur a pu doubler la sensibilité de l'un et quadrupler celle de l'autre.

James B. HENDERSON. — Sur les effets des champs magnétiques sur la conductibilité électrique du bismuth, p. 488-499.

L'auteur emploie deux spirales de bismuth, construites pour la mesure des intensités des champs magnétiques par la variation de leurs résistances, ayant 18^{mm} et 9^{mm} de diamètre et 24 ohms et 9 ohms environ de résistance. Les champs magnétiques sont produits par un électro-aimant de Ruhmkorff, sauf ceux d'intensités comprises entre 32000 et 39000 unités C. G. S., qui sont obtenus avec un électro-aimant très puissant qu'a fait construire récemment M. H. du Bois ([1]). La mesnre de ces champs s'effectue au moyen de bobines balistiques; la température est donnée par un couple thermoélectrique placé à côté de la spirale de bismuth.

Les résultats obtenus montrent que la variation de la résistance du bismuth en fonction de l'intensité du champ est représentée par une courbe ayant la forme d'une branche d'hyperbole dont l'axe est parallèle à l'axe des résistances, et que l'inclinaison de cette courbe dépend de la température. Les expériences, faites avec une même intensité du champ et à des températures variant entre 0° et 80°, indiquent que la résistance du bismuth augmente en même temps que la température quand le champ est faible, mais que c'est l'inverse qui se produit quand l'intensité du champ dépasse 18500 unités C. G. S.; pour les intensités intermédiaires la résistance passe par un minimum pour une température d'autant plus élevée que le champ est plus intense; la forme des courbes semble indiquer que, dans tous les cas, il y a un mini-

([1]) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 537; 1894.

mum de résistance, mais que la température qui lui correspond est, en dehors des limites de température employées, dans les expériences lorsque les champs sont très faibles ou très intenses.

Ces résultats font ressortir la nécessité, méconnue jusqu'ici, de tenir compte de la température lorsqu'on veut faire servir la variation de conductibilité du bismuth à la mesure des champs magnétiques.

F.-L.-O. WADSWORTH. — Description d'un galvanomètre Thomson très sensible et quelques remarques sur la construction d'un galvanomètre, p. 553-558.

Après avoir décrit un galvanomètre destiné aux travaux bolométriques de l'observatoire de Washington, l'auteur établit que la sensibilité d'un galvanomètre augmente quand la masse du système magnétique diminue, si l'on s'impose cette condition que la durée d'oscillation de ce système reste constante, tandis qu'elle augmente avec le poids du système magnétique, si le moment magnétique reste constant. Il faut, en outre, observer que, si l'on diminue trop le poids du système magnétique, celui-ci devient sensible à la moindre vibration de son support et que, si l'on veut obtenir une très grande sensibilité d'un galvanomètre avec une aiguille relativement lourde, on s'expose à avoir une durée d'oscillation de cette aiguille trop considérable. Les conditions d'emploi de l'instrument influent donc sur le choix des moyens à prendre pour avoir une grande sensibilité.

CARL BARUS. — Mesure des forces électromotrices au moyen du téléphone, p. 558-569.

La force électromotrice à mesurer est opposée à une différence de potentiel variable à volonté, prise sur le circuit d'une pile constante; un téléphone très sensible est intercalé dans le circuit de la première force électromotrice; une clef spéciale ferme ce circuit par une série de contacts très rapprochés. Contrairement à son attente, l'auteur a constaté que le téléphone est moins sensible que le galvanomètre; un peu avant et un peu après la compensation parfaite, le téléphone cesse de rendre un son; cet *intervalle de silence* est toujours relativement grand, même

lorsque la sensibilité du téléphone est considérablement augmentée par divers artifices.

M. Barus conclut de ses expériences que le téléphone ne peut remplacer un bon galvanomètre dans les mesures de haute précision. Cependant, dans un grand nombre de cas, on aura une précision suffisante en prenant la moyenne arithmétique des deux valeurs de la force électromotrice qui correspondent respectivement aux moments où cesse et où recommence le son téléphonique, et l'on pourra dès lors profiter de la commodité d'emploi du téléphone.

RÉGINALD.-A. FESSENDEN. — Note sur la mesure des capacités inductives spécifiques de l'eau, l'alcool, etc., p. 567-569.

On sait que les valeurs trouvées par divers physiciens pour les pouvoirs inducteurs spécifiques de l'eau, l'alcool et quelques autres liquides sont beaucoup plus grandes que celles des autres diélectriques liquides et ne satisfont pas la relation de Maxwell; suivant l'auteur ces valeurs ne doivent pas être correctes.

Ayant eu l'occasion de se servir d'un électromètre très sensible formé de deux cylindres fixes entre lesquels se trouve un cylindre mobile, qui tourne avec une vitesse de 300 tours par minute quand il est porté à 50 volts, et les cylindres fixes à 1000 volts, M. Fessenden eut l'idée de plonger tout l'instrument dans l'huile, dans le but de diminuer les frottements. L'eau ayant un pouvoir inducteur spécifique trente-cinq ou soixante-dix fois plus grand que l'huile d'après les valeurs adoptées, il pensa qu'en remplaçant l'huile par de l'eau, il obtiendrait encore un meilleur fonctionnement de son appareil. Or, il n'en fut rien. De plus, ayant déterminé les pouvoirs inducteurs de l'eau et de divers alcools au moyen de la déviation qu'éprouvait le cylindre mobile suspendu par un bifilaire, il obtint des valeurs sensiblement égales aux carrés des indices de réfraction de ces liquides.

M. Fessenden attribue les valeurs élevées, trouvées jusqu'ici, à ce que, dans toutes les expériences d'où on les a déduites, une capacité apparente due à l'électrolyse du liquide s'ajoute à la capacité résultant du pouvoir inducteur spécifique réel de ce liquide. A l'appui de cette opinion, il cite ce fait que, dans l'électrolyse

d'une solution de soude entre deux lames de nickel au moyen d'un courant de $0^{amp},01$ de densité et de 133 périodes par seconde, les électrodes avaient une capacité apparente de 400 microfarads par centimètre carré. J. BLONDIN.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Wiedemann's Annalen.

T. LIV, nº 1; 1895.

C. FROMME. — *Sur la self-induction et la capacité électrostatique de bobines et leur influence sur les phénomènes magnétiques*, p. 1.

M. WEBER. — *Sur la traction électromagnétique*, p. 30.

W.-F. KNOX. — *Conductibilité de dissolutions aqueuses d'acide carbonique*, p. 44.

V. BJERKNES. — *Diverses formes de résonance multiple*, p. 58.

O. WIEDEBURG. — *Lois de la tension superficielle du mercure polarisé*, p. 64.

R. CAMERER. — *Sur la réflexion totale de la lumière sur des substances cristallines denses*, p. 84.

W. KUTTA. — *Théorie du calorimètre de Stefan*, p. 104.

K. PRYTZ et H. HOLST. — *Coefficients d'absorption des fluides carbonique et sulfurique dans l'eau*, p. 130.

E. ZIMANSKY. — *Propriétés élastiques du zinc à diverses températures*, p. 139.

A. WASSMUTH. — *Emploi en Électrodynamique du principe de la moindre action*, p. 164.

H.-F. VOGEL. — *Les eaux colorées des grottes de Capri, des cavités de glace de la Suisse et des sources du Yellowstone*, p. 175.

G. JAUMANN. — *Remarque sur son Mémoire relatif à l'émission lumineuse*, p. 178.

W. HOLTZ. — *Sur la théorie des machines à influence à deux disques tournant en sens contraire*, p. 181.

P. DRUDE. — *Rectification à la Note de M. Schmidt sur la polarisation elliptique*, p. 191.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : GAUTHIER-VILLARS.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — MARS 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

L'ARGON;

PAR M. C. RAVEAU.

Le 31 janvier 1895, Lord Rayleigh et le professeur Ramsay ont lu à la Société Royale de Londres un Mémoire contenant l'exposé de leurs recherches sur le gaz nouveau qu'ils avaient extrait de l'atmosphère et qu'ils ont nommé provisoirement *Argon*.

Dans des travaux précédents, Lord Rayleigh avait constaté que la densité de l'azote *atmosphérique* est toujours plus élevée que celle de l'azote extrait des composés chimiques. Voici les poids, en grammes, du gaz contenu dans un même ballon à densité :

Azote préparé	par le bioxyde d'azote	2,3001
»	par le protoxyde d'azote	2,2990
»	par le nitrate d'ammonium purifié au rouge.	2,2987
»	par l'urée	2,2985
»	par le nitrate d'ammonium purifié à froid..	2,2987
Moyenne		2,2990

Ces nombres donnent, pour le litre d'azote *chimique*, le poids en grammes de

1,2505.

L'azote extrait de l'atmosphère a fourni, dans les mêmes conditions, les nombres suivants :

Par le cuivre au rouge (1892).	2,3103
Par le fer au rouge (1893).....	2,3100
Par l'hydrate ferreux (1894)...	2,3102

d'où, finalement, pour le poids moyen du litre

1,2572.

On retrouve la première valeur en partant de l'azoture de magnésium, préparé en faisant passer de l'azote *atmosphérique* sur du magnésium chauffé. On traite cet azoture par l'eau; l'ammoniaque produite est reçue dans de l'acide chlorhydrique, et le chlorhydrate formé est décomposé par l'hypobromite de sodium. Dans une des expériences faites, l'azote *atmosphérique* avait été

obtenu sans emploi de cuivre chauffé au rouge; l'azote *chimique* produit présentait néanmoins la densité ordinaire.

On a d'abord cherché à expliquer la légèreté relative de l'azote chimique par la présence d'impuretés. La première à soupçonner est l'hydrogène. Mais quand on introduit ce gaz à dessein et qu'on fait ensuite passer le mélange sur de l'oxyde de cuivre chauffé au rouge, la densité ne change pas; cette hypothèse est donc à rejeter. On pensa que l'azote chimique pourrait contenir des atomes libres provenant de molécules dissociées; mais, d'une part, le passage de la décharge électrique silencieuse ne modifie pas le poids et, d'autre part, la densité d'un échantillon ne présente aucun indice de variation spontanée avec le temps; au bout de huit mois, elle n'avait pas changé.

Il semble donc prouvé que l'un des deux gaz obtenus sous le nom d'azote est un mélange; il est peu probable que ce soit vrai pour l'azote chimique, sans quoi il existerait deux espèces d'acide nitrique. L'explication la plus simple est d'admettre qu'il existe un nouvel élément dans l'air; on se heurte toutefois à ce qu'il y a d'improbable à supposer qu'un gaz qui existe dans l'atmosphère ait pu passer si longtemps inaperçu. Cavendish s'était déjà demandé si l'azote atmosphérique est un gaz pur; en le soumettant, en présence de l'oxygène, à l'action des étincelles électriques, il a obtenu un résidu gazeux représentant $\frac{1}{120}$ du volume primitif; mais il n'a pas cherché à approfondir la question [1].

Lord Rayleigh a répété l'expérience de Cavendish sur une plus grande échelle. Il se servait d'une bobine de Ruhmkorff de grandeur moyenne, actionnée par une batterie de cinq éléments Grove; le gaz était contenu dans un petit tube à essai, au-dessus d'une dissolution alcaline étendue. La longueur d'étincelles la plus convenable était 5^{mm}. La vitesse d'absorption était de 30^{cc} par heure. On trouva comme résidu de 100^{cc} d'air (introduits en deux fois), après avoir absorbé l'oxygène par le pyrogallate de potasse, $0,76^{cc}$. A la fin de l'expérience, la température s'élevait beaucoup, ainsi que la proportion de vapeur d'eau; mais tous les

[1] Cavendish, *Experiments on air* (*Phil. Trans.*, vol. LXXV, p. 372; 1783). L'expérience était d'ailleurs très lente; en une heure la quantité de gaz absorbée était de 1^{cc} environ dont deux cinquièmes d'azote.

doutes sur la signification du résultat disparurent quand on eut constaté que le résidu restait sensiblement proportionnel au volume primitif, même quand celui-ci était beaucoup plus petit (5^{cc}).

Pour absorber l'azote de l'air on peut employer, outre l'oxygène, le bore, le silicium, le titane, le lithium, le strontium, le baryum, le magnésium, l'aluminium, le mercure et l'hydrogène (sous l'action de l'étincelle) et enfin le mélange de carbonate de baryum et de charbon à haute température. C'est le magnésium, sous forme de rubans, qui a fourni les meilleurs résultats. On a pu, en faisant passer et repasser de l'azote atmosphérique sur du magnésium, obtenir, en dix jours, 1500^{cc} environ d'un gaz qu'on recueillait sur le mercure. On le recevait dans un second gazomètre, après passage sur de la chaux sodée, de l'anhydride phosphorique, du magnésium, de l'oxyde de cuivre, et de nouveau sur les deux premiers absorbants. Cette seconde opération réduisit son volume à 200^{cc} environ et amena sa densité par rapport à l'hydrogène à 16, 1. Un nouveau traitement éleva la densité à 19, 009. Enfin on réduisit encore le volume en soumettant une petite quantité de ce gaz, mélangé à l'oxygène, à l'action des étincelles électriques. La densité calculée était alors 20 par rapport à l'hydrogène. Le spectre présentait, outre les bandes de l'azote, des raies nouvelles.

Des expériences d'atmolyse, d'ailleurs incomplètes, ont montré que l'air qui a traversé des parois poreuses contient un azote plus lourd que celui de l'air ordinaire.

Il restait à montrer que l'azote chimique ne contenait pas le gaz résiduel obtenu dans les expériences précédentes. C'est ce que l'on a constaté en soumettant cet azote à l'action des étincelles, en présence de l'oxygène; le résidu fut, dans plusieurs expériences, incomparablement plus petit (dans un cas $3^{cc},5$ au lieu de 150) que celui qu'aurait donné l'azote atmosphérique et s'explique facilement par la quantité d'eau nécessaire pour la manipulation de grandes quantités de gaz.

La préparation de l'azote sur une grande échelle s'est faite au moyen du magnésium, par le procédé déjà décrit. Avec l'oxygène, on a pu, par l'emploi d'une machine de Méritens, dont on trans-

formait les courants pour obtenir un potentiel élevé, arriver à une vitesse d'absorption de 3^{lit} à l'heure.

Ce procédé de préparation a permis de déterminer d'abord la proportion en volume de l'oxygène dans l'air, puis celle de l'argon. De ce rapport et de la comparaison des densités de l'azote chimique et de l'azote atmosphérique on a tiré, pour la densité de l'argon par rapport à l'hydrogène, le nombre 20,6. Une expérience faite sur 400^{cc} de gaz, mélangé à de l'oxygène, a donné 19,7. Enfin, comme on l'a dit, le premier échantillon préparé par le magnésium a donné 20. On n'a pas encore pu faire de détermination précise sur une quantité suffisante de gaz pur.

Vers 13°, l'eau dissout environ 4^{vol} d'argon pour 100, ce qui correspond à une solubilité 2,5 fois supérieure à celle de l'azote. On devait donc s'attendre à trouver un excès d'argon dans les gaz extraits de l'eau de pluie. C'est ce que l'on a vérifié par des mesures de densité de l'*azote* de l'eau.

Le rapport des chaleurs spécifiques a été déduit de la mesure de la vitesse du son (comparée à la vitesse dans l'air) dans des tubes de 2^{mm} et de 8^{mm} de diamètre. On a trouvé 1,65 et 1,61. Des expériences de vérification ont donné, pour l'acide carbonique, 1,276 et pour l'hydrogène 1,391. Les valeurs moyennes trouvées précédemment pour ces deux gaz sont 1,288 et 1,402.

Il en résulte que le rapport des chaleurs spécifiques pour l'argon ne diffère pas sensiblement de la valeur 1,66 qu'il doit avoir pour les gaz dont toute l'énergie est de translation. La vapeur de mercure était jusqu'ici le seul corps présentant cette propriété.

L'argon a manifesté une inertie chimique complète; nous renverrons au Mémoire original pour l'énumération des nombreux essais tentés, dont aucun n'a abouti.

Quelle est la nature de l'argon? Nous avons vu que la mesure du rapport des chaleurs spécifiques indique qu'il est monoatomique; c'est donc un élément ou un mélange d'éléments. Son poids atomique, égal au poids moléculaire, serait 40. On ne lui trouve pas de place dans la classification de Mendeléeff. Les auteurs exposent quelques considérations très hypothétiques d'après lesquelles, en considérant l'argon comme un mélange de deux éléments, on arriverait à placer ces deux éléments. Mais les

proportions seraient telles qu'on ne peut guère admettre que la complexité du gaz ait pu passer inaperçue pendant la liquéfaction.

Après cet exposé, M. Crookes présente à la Société royale les résultats d'une étude sur les *Spectres de l'argon*.

Quand on fait passer la décharge dans un tube de Plücker contenant de l'argon, on voit d'abord apparaître les raies de l'azote; mais, au bout de quelque temps, le platine des électrodes volatilisé absorbe ce gaz, et les raies de l'argon apparaissent seules ([1]). L'ensemble des raies comprend deux groupes distincts, comptant l'un 119 lignes et l'autre 80, parmi lesquelles 26 semblent être communes aux deux spectres. Le premier s'obtient avec une grosse bobine, en employant un courant de 3 ampères et 6 volts; la lueur du tube est rouge; le second s'obtient avec un courant de $3^{amp},84$ et 11 volts, en intercalant une bouteille de Leyde de 50 pouces carrés de surface. On peut obtenir les deux spectres successivement en faisant varier la pression du gaz; avec un courant de $8^{amp},84$ et 11 volts on a eu la lueur rouge pour une pression de 3^{mm} et la lueur bleue pure pour $0^{mm},25$. Deux raies peuvent servir à caractériser ce gaz; elles sont rouges, moins réfrangibles que celles de l'hydrogène et du lithium et ont pour longueurs d'onde 696,56 et 705,64. L'étude des spectres ne fournit rien qui soit en contradiction avec l'hypothèse de l'existence de deux éléments, mais beaucoup de gaz simples ont des spectres complexes et la question reste ouverte.

M. Olzewski a étudié les propriétés de l'argon à basse température. Il a employé l'appareil Cailletet; les indications du manomètre avaient été comparées à celles du manomètre à mercure; l'éprouvette était à parois relativement minces (1^{mm} au plus); on employait pour refroidir l'éthylène un liquide bouillant sous faible pression. Les températures sont mesurées par le thermomètre à hydrogène. L'argon se liquéfie facilement à la température de $-128^{\circ},6$, sous la pression de 38 atmosphères. Si l'on élève légèrement la température, le ménisque devient indistinct et disparaît, sous la pression de 50,6 atmosphères, à une température de

([1]) M. Crookes a même pu, en parlant de l'azote atmosphérique, obtenir de l'argon en faisant passer la décharge pendant huit heures.

— 121°. (Sept déterminations ont donné des valeurs comprises entre — 119°,8 et — 121°,6.) La tension de vapeur varie de 38 atmosphères, pour — 128°,6, à 23^{atm},7, pour — 139°,1.

Pour aller plus loin, on a employé l'oxygène. L'argon, amené à la température d'ébullition de l'oxygène sous la pression atmosphérique (— 182°,7), ne se liquéfie pas; on a produit la liquéfaction à la température de — 186°,9, sous une pression de 740^{mm},5. La densité du liquide est alors 1,5.

A — 191°, l'argon se solidifie en une masse cristalline, ressemblant à de la glace; à une température plus basse, il devient blanc et opaque. Il se liquéfie à — 189°,6.

L'argon se place, au point de vue de la difficulté de sa liquéfaction, entre l'oxyde de carbone (— 190°) et l'oxygène (— 182°,7); il se rapproche beaucoup de ce dernier gaz, dont la température et la pression critique sont respectivement — 118°,8 et 50^{atm},8, mais il s'en distingue complètement par le fait qu'il se solidifie.

NOTE HISTORIQUE SUR L'INFLUENCE DU MOUVEMENT DE LA TERRE SUR LES PHÉNOMÈNES DE LA RÉFRACTION;

PAR M. A. LEDUC.

Arago pensa, vers 1810, que la réfraction, au travers d'un prisme, de la lumière émise par une source céleste supposée fixe, devait être affectée par le mouvement de la Terre. Selon que la Terre allait vers la source ou en sens contraire, la vitesse apparente des petits projectiles lumineux était augmentée ou diminuée de $\frac{1}{10000}$ environ de sa valeur. Arago part de cette hypothèse que les radiations de diverses couleurs sont caractérisées par des vitesses différentes dans le vide, de sorte que leur réfrangibilité est fonction de la vitesse de la lumière incidente. Toutes les couleurs devront donc présenter ici une variation d'indice de $\frac{1}{10000}$ environ.

Pour le vérifier, Arago couvre la moitié de l'objectif d'une lunette méridienne par un prisme *achromatisé* dont l'arête est perpendiculaire au méridien, et fixé de manière à produire sur les rayons qu'il envoie dans la lunette la déviation minima

(22° 25′). Puis il détermine les distances zénithales, successivement à travers le prisme et directement, d'étoiles qui passent au méridien, les unes à 6 heures du matin, les autres à 6 heures du soir. D'après ce qui précède, la réfrangibilité de la lumière envoyée par l'un des groupes doit présenter un excès moyen de $\frac{1}{10000}$ dû au mouvement de la Terre, celle de l'autre groupe une diminution égale. La déviation produite par le prisme, représentée par la différence des deux distances zénithales observées, doit donc présenter d'un groupe à l'autre une certaine différence moyenne qui serait ici de 28″ d'après le calcul d'Arago.

L'expérience ne confirme pas ces prévisions. Les déviations ne présentent qu'un écart maximum de 10″, et les différences paraissent purement accidentelles.

Pour expliquer cet insuccès, Arago admet que les corps lumineux nous envoient des projectiles avec des vitesses très diverses, mais que ceux-là seuls produisent l'impression lumineuse dont les vitesses sont comprises entre deux limites déterminées. Il en résulte que l'augmentation de vitesse dont nous avons parlé plus haut n'a d'autre effet que de rendre invisible ce qui était précédemment le rouge extrême, en même temps que des rayons ultra-violets viennent prendre la place de rayons violets devenus moins réfrangibles.

Cette ingénieuse théorie pèche par la base. Il paraît, en effet, bien établi que les rayons de diverses couleurs se propagent avec la même vitesse dans le vide.

Mais il suffit, pour tirer parti des idées d'Arago, de nous placer, avec M. Fizeau, à un autre point de vue [1].

Dans la théorie des ondulations, il convient de considérer la couleur comme caractérisée par la *période*, ainsi qu'une note musicale par la *hauteur*. La longueur d'onde dans un milieu donné constitue évidemment une caractéristique moins simple.

Il résulte d'observations connues, et en particulier d'expériences de M. Fizeau, que la période apparente d'un son est modifiée de la manière suivante par le mouvement relatif de l'observateur de la source. Si l'on appelle v la somme algébrique des projections

[1] *Soc. philom.*, 1848. — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 1870.

des vitesses de la source et de l'observateur sur la ligne qui les joint (avec signe), V la vitesse de propagation du son, et T la période vraie de vibration de la source, la *période apparente* est $T' = T\left(1 - \frac{v}{V}\right)$.

Il doit en être de même des vibrations lumineuses, et il est bien probable que l'indice de réfraction d'une substance pour une certaine radiation, et par suite la déviation minima produite sur celle-ci par un prisme de cette substance, n'est fonction que de sa période, si la source et le prisme sont immobiles ou en repos relatif, et de sa période apparente dans le cas contraire.

Nous arrivons donc à la même conclusion qu'Arago. Mais nous voyons aussi que son expérience ne pouvait déceler l'influence qu'il cherchait à découvrir. En effet, pour un système de prismes parfaitement achromatique, la déviation minima serait indépendante de la période T. Pratiquement, il en est sensiblement ainsi toutes les fois que l'image est à peu près blanche, comme dans l'expérience d'Arago. Une petite altération des périodes vibratoires se traduit par un changement insensible dans la distribution des teintes, mais n'apporte aucun changement dans la direction moyenne du faisceau dévié.

On pourrait presque considérer, à ce nouveau point de vue, le dispositif d'Arago comme destiné à soustraire la déviation observée à l'influence du mouvement des étoiles et de la Terre.

La question pourrait se traiter simplement, au contraire, comme le pensait Arago, au moyen d'un prisme non achromatisé, si la lumière des étoiles était monochromatique.

On pourrait même répéter, avec succès cette fois, l'expérience d'Arago en formant au foyer de la lunette un spectre pur de l'étoile et pointant sur l'une des raies. Mais, outre les difficultés pratiques de l'expérience, on observerait ainsi l'effet de la vitesse relative de la Terre par rapport à l'étoile, et le mouvement des étoiles est encore à peu près inconnu aujourd'hui. Il faudrait donc chercher, comme le faisait Arago, à déduire l'influence du mouvement de la Terre de moyennes prises ainsi qu'il a été dit plus haut.

Il est beaucoup plus simple, quoique encore assez difficile à

réaliser, d'observer simultanément le spectre du Soleil et celui d'une planète, comme l'a fait M. Vogel.

On peut considérer, en effet, la lumière réfléchie par une planète comme identique à la lumière solaire, attendu que la direction du mouvement de la planète est sensiblement perpendiculaire au rayon vecteur de son orbite ([1]).

Si donc on reçoit sur l'une des moitiés de la fente d'un spectroscope l'image de la planète, et sur l'autre des rayons issus de la partie centrale du Soleil, on observera un déplacement relatif des raies du spectre planétaire qui dépendra de la vitesse relative de la Terre et de la planète. Ce déplacement changera de sens suivant que la planète et la Terre se rapprocheront ou s'éloigneront l'une de l'autre. On montre qu'il est maximum lorsque les directions de la Terre à l'astre et au Soleil font entre elles un angle droit. On sait d'ailleurs qu'il est avantageux d'observer les raies les plus réfrangibles situées dans la région spectrale où la dispersion est la plus forte.

Quoi qu'il en soit, il sera possible de constater que le déplacement observé correspond bien à la vitesse relative et non à la vitesse absolue de l'astre. Comme celle-ci est connue, *on peut donc mettre ainsi en évidence par une expérience de réfraction le mouvement de la Terre dans le système solaire.*

Si l'on était aussi bien renseigné sur le mouvement d'un système d'étoiles (3 par exemple), on pourrait, à l'aide de l'expérience indiquée plus haut, déterminer le mouvement de la Terre et du monde solaire par rapport à ce système, et se rendre compte de leur mouvement absolu dans l'espace. Mais il ne semble pas que nous soyons près de la solution de ce problème.

([1]) Il faut remarquer toutefois qu'il s'agit de la lumière émise par la partie centrale du Soleil, et, comme les extrémités de l'équateur solaire sont animées de vitesses égales et contraires par rapport à la planète, les raies du spectre planétaire vont se trouver sensiblement plus larges que celles de la lumière solaire et estompées sur les bords.

COMPARAISON DE L'ÉCHELLE DES TEMPÉRATURES ABSOLUES A L'ÉCHELLE NORMALE ET A CELLE DU THERMOMÈTRE A AIR;

PAR M. L. HOULLEVIGUE.

Le thermomètre créé par Regnault, et fondé sur la dilatation de l'air à volume constant, n'est plus employé pour définir les températures. Le Comité international des Poids et Mesures lui a substitué, le 15 octobre 1887, un *thermomètre normal :* c'est le thermomètre centigrade à hydrogène, ayant pour points fixes la température de la glace fondante et celle de la vapeur d'eau distillée en ébullition sous la pression normale, l'hydrogène étant pris sous la pression manométrique initiale de 1^m de mercure.

En conséquence de cette décision, la Science se trouve en possession de deux échelles thermométriques nettement définies, l'échelle normale et l'échelle absolue ou thermodynamique. Leur comparaison, si importante pour la Physique, a été faite par M. Guillaume (¹), en se fondant sur la comparaison expérimentale du thermomètre à hydrogène avec les thermomètres à azote et à acide carbonique, et sur les calculs de Thomson et Joule, de Jochmann et de Weinstein, relatifs à la comparaison de l'échelle absolue à celle des thermomètres à air et à acide carbonique.

Cette manière d'opérer a l'inconvénient d'être indirecte, et par suite d'introduire dans les calculs les propriétés de l'azote, de l'air, de l'acide carbonique; elle suppose l'identité des thermomètres à air et à azote.

Aussi les résultats obtenus ne concordent-ils entre eux, ni quant à leur grandeur, ni quant à leur sens. C'est pourquoi il m'a semblé utile de revenir sur cette question, en déduisant la comparaison des échelles normale et absolue des seules propriétés de l'hydrogène.

Nous partirons de la relation

$$(1) \qquad \frac{T}{T_0} = e^{\int_{t_0}^{t} \frac{1}{E}\frac{1}{l}\frac{\partial p}{\partial t}\,dt},$$

(¹) *Traité pratique de thermométrie de précision*, Chap. V.

qui relie les températures absolues T aux températures t mesurées par une méthode quelconque; nous la mettrons sous une forme qui permette les déterminations expérimentales.

Le corps auquel se rapportent les coefficients l, p, t est un gaz fonctionnant sous volume constant à partir de la pression p_0, correspondant à la température de la glace fondante. On a donc rigoureusement

$$p = p_0(1 + \beta t), \tag{2}$$

où β est une constante. Par suite

$$\frac{\partial p}{\partial t} = p_0 \beta.$$

Nous prendrons pour l l'expression donnée par la Thermodynamique

$$l = \frac{C - c}{\frac{\partial v}{\partial t}}.$$

Enfin la quantité E, bien que constante, peut se définir à l'aide des éléments variables du gaz. Reprenons, en effet, en le modifiant légèrement, le procédé de démonstration de Mayer.

L'unité de masse du gaz, en passant de l'état

$$(a) \qquad \left\{ \begin{array}{lll} p & v & t, \\ \text{à l'état} & & \\ p & v - dv & t - dt, \end{array} \right.$$

cède une quantité de chaleur $dq = C\,dt$ et produit un travail extérieur $d\mathfrak{T} = -p\,dv$.

En passant de l'état

$$(b) \qquad \left\{ \begin{array}{lll} p & v - dv & t - dt, \\ \text{à l'état} & & \\ p + dp & v - dv & t, \end{array} \right.$$

elle cède une quantité de chaleur $dq' = -c\,dt$. Le travail extérieur est nul.

Enfin, dans la transformation

$$(c)\qquad \left\{\begin{matrix} p+dp & v\,dv & t, \\ p & v & t, \end{matrix}\right.$$

effectuée en mettant l'espace $v - dv$, qui contient le gaz, en communication avec un espace vide dv, et maintenant la température t, le travail extérieur est nul et la quantité de chaleur cédée est dx. On a donc pour E, d'après ce cycle de transformations,

$$(3)\qquad E = \frac{p\,dv}{(C - c)\,dt + dx}.$$

Remarquons que, d'après la transformation (a), dv est une variation de volume à pression constante. Donc $\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t}$, et l'on peut écrire

$$(3\ bis)\qquad E = \frac{p\frac{\partial v}{\partial t}}{C - c + \frac{dx}{dt}}.$$

En remplaçant E, l et $\frac{\partial p}{\partial t}$ par leurs valeurs dans l'équation (1), elle devient

$$\frac{T}{T_0} = e^{\int_{t_0}^{t} \frac{C - c + \frac{dx}{dt}}{p\frac{\partial v}{\partial t}} \frac{\frac{\partial v}{\partial t}}{C - c} p_0 \beta\, dt}$$

ou, en remplaçant p par $p_0(1 + \beta t)$,

$$\frac{T}{T_0} = e^{\int_{t_0}^{t} \left[1 + \frac{\frac{dx}{dt}}{C - c}\right] \frac{\beta\, dt}{1 + \beta t}}$$

ou

$$(4)\qquad \frac{T}{T_0} = \frac{1 + \beta t}{1 + \beta t_0}\, e^{\int_{t_0}^{t} \frac{\frac{dx}{dt}}{C - c} \frac{\beta\, dt}{1 + \beta t}}.$$

En faisant $dx = 0$ dans cette équation, on retrouve l'expression approchée des températures absolues que tout le monde connaît.

Mais nous voulons maintenant évaluer $\frac{dx}{dt}$. Pour cela, nous

nous reportons à l'expérience bien connue de Thomson et Joule, sur l'écoulement des gaz à travers une cloison poreuse.

On peut en résumer le résultat en disant qu'une masse gazeuse égale à l'unité passe, à la température constante t, de l'état $p_1 v_1$ à l'état $p_2 v_2$, en absorbant une quantité de chaleur $C\theta$, θ étant le refroidissement par détente réellement observé.

La perte d'énergie intérieure, évaluée en quantités de chaleur, qui se rapporte à cette transformation, est

$$x = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{E} - C\theta.$$

D'après Regnault, on peut écrire

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = 1 + A\frac{v_2 - v_1}{v_1}$$

ou bien

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = A\, p_1 (v_2 - v_1).$$

Considérons, au lieu de cette détente finie, une détente infiniment petite; faisons $p_1 = p$ et $v_2 - v_1 = dv$. Représentons par $d\theta$ l'abaissement de température correspondant. L'énergie calorifique cédée est alors

$$dx = \frac{A p\, dv}{E} - C\, d\theta,$$

ou bien, en remplaçant E par l'expression (3), trouvée plus haut,

$$dx = A[(C - c)\, dt + dx] - C\, d\theta.$$

$$dx = \frac{A(C - c)\, dt - C\, d\theta}{1 - A}.$$

Or, l'abaissement de température $d\theta$ produit par la détente est, d'après les expériences de Thomson et Joule, proportionnel à la variation de pression dp, et en raison inverse du carré de la température absolue. On peut donc poser

$$d\theta = \frac{k}{\left(\frac{1}{\beta} + t\right)^2}\, dp = \frac{k p_0 \beta_3}{(1 + \beta t)^2}\, dt,$$

sinon comme une loi rigoureuse, du moins comme une expression suffisamment approchée du terme $d\theta$. En remplaçant $d\theta$ par cette

valeur, on trouve, en définitive,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{A}{1-A}(C-c) - \frac{Ckp_0\beta^2}{1-A}\frac{1}{(1+\beta t)^2}.$$

Portons maintenant cette valeur de $\frac{dx}{dt}$ dans l'expression (4) de $\frac{T}{T_0}$

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1+\beta t}{1+\beta t_0} e^{\int_{t_0}^{t} \frac{A}{1-A}\frac{\beta\,dt}{1+\beta t} - \frac{Ckp_0\beta^4}{(1-A)(C-c)}\frac{dt}{(1+\beta t)^3}}.$$

Ce que nous avons fait jusqu'à présent pourrait s'appliquer à un gaz quelconque; nous allons maintenant nous servir des propriétés spéciales de l'hydrogène.

Pour ce gaz, A est une constante, indépendante de la température.

Cela résulte de ce que le coefficient β de dilatation à volume constant est indépendant de la pression ([1]). En effet, soit une masse gazeuse à 0° qui occupe successivement les états $p_1 v_1$ et $p_2 v_2$. Supposons qu'on ait

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = A p_1 (v_2 - v_1).$$

Portons-la à $t°$, sous volume constant. Elle se trouve dans les états $P_1 v_1$ puis $P_2 v_2$. On a $P_1 = p_1(1+\beta t)$, $P_2 p_2 = (1+\beta t)$. β, étant indépendant de la pression, a la même valeur dans les deux formules. Par suite

$$P_2 v_2 - P_1 v_1 = (1+\beta t)(p_2 v_2 - p_1 v_1) = P_1 A (v_2 - v_1);$$

ce qui prouve que A est le même pour une transformation à 0° ou à $t°$.

Quant à $C - c$, c'est, d'après les expériences de Regnault, une constante pour les gaz dits permanents, l'hydrogène entre autres; pour l'acide carbonique, $C - c$ est une fonction de t.

([1]) D'après Regnault, sous la pression initiale 760mm, on a $\beta = 0,003661$, et sous la pression initiale 2545mm, $\beta = 0,003662$; la variation de β est donc à peine sensible pour une variation de pression de 1atm à 3atm,4. Or, entre 0° et 100°, la variation de pression est seulement $\frac{1}{3}$ d'atmosphère.

Donc, si l'on s'en tient à l'hydrogène, on peut intégrer le second membre dans l'expression de $\frac{T}{T_0}$

$$\int_{t_0}^{t} \frac{A}{1-A}\frac{\beta\,dt}{1+\beta t} - \frac{Ckp_0\beta^4\,dt}{(1-A)(C-c)(1+\beta t)^3}$$
$$= \log\left(\frac{1+\beta t}{1+\beta t_0}\right)^{\frac{A}{1-A}} - \frac{Ckp_0\beta^3}{2(1-A)(C-c)}\left[\frac{1}{(1+\beta t)^2} - \frac{1}{(1+\beta t_0)^2}\right].$$

Posons, pour abréger,

$$\frac{Ckp_0\beta^3}{2(1-A)(C-c)} = a.$$

On a alors finalement

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{1+\beta t}{1+\beta t_0}\right)^{\frac{1}{1-A}} \times e^{a\left[\frac{1}{(1+\beta t)^2} - \frac{1}{(1+\beta t_0)^2}\right]}.$$

Cette expression est de la forme

$$\frac{T}{T_0} = \frac{f(t)}{f(t_0)},$$

dans laquelle

$$f(t) = (1+\beta t)^{\frac{1}{1-A}} e^{\frac{a}{(1+\beta t)^2}}.$$

Il s'agit maintenant de fixer la valeur de la constante T_0 qui correspond à $t_0 = 0$. Si l'on se contentait de faire, comme dans la théorie élémentaire, $T_0 = \frac{1}{\beta} + t_0$, l'échelle thermodynamique serait exactement fixée, mais il n'y aurait aucune raison pour que l'intervalle $T_{100} - T_0$ fût égal à 100; or, c'est ce qu'on recherche généralement. Il nous faut donc déterminer T_0 par la relation

$$\frac{T_0+100}{T_0} = \frac{f(100)}{f(0)},$$

ce qui donne

$$(5)\quad T_0 = \frac{100\,f(0)}{f(100)-f(0)} = \frac{100\,e^{a}}{(1+100\beta)^{\frac{1}{1-A}} e^{\frac{a}{(1+100\beta)^2}} - e^{a}},$$

$$(6)\quad T = \frac{100\,f(t)}{f(100)-f(0)} = \frac{100}{(1+100\beta)^{\frac{1}{1-A}} e^{\frac{a}{(1+100\beta)^2}} - e^{a}}(1+\beta t)^{\frac{1}{1-A}} e^{\frac{a}{(1+\beta t)^2}}.$$

Il ne reste plus maintenant qu'à remplacer les lettres par leurs valeurs. Nous prendrons :

$$C = 3,409 \text{ (Regnault)}, \quad A = -0,00054723 \text{ (Regnault)},$$
$$\beta = 0,00366254 \text{ (M. Chappuis)}.$$

C est la valeur déterminée sur le thermomètre normal lui-même. $p_0 = 1,3158$ en atmosphères. En adoptant la même unité de pression pour évaluer k, on trouve, d'après Thomson et Joule,

$$k = 0,02015 \times (273 + 12)^2 = 1633.$$

Une incertitude, qui paraît d'abord grave, pèse sur la valeur de $\frac{C}{c}$; les expériences de Röntgen et celles de Cazin, qui paraissent également dignes de confiance, donnent des nombres très différents, 1,3852 et 1,41. Pour lever cette difficulté, nous emploierons successivement ces deux valeurs de $\frac{C}{c}$.

1° $\frac{C}{c} = 1,3852$ (Röntgen). On trouve alors

$$T_0 = 273,2983.$$

t.	0.	20.	40.	60.	80.	100.
T	273,2983	293,2989	313,2993	333,2993	353,2989	373,2983
T — 273,2983.......	0	20,0006	40,0010	60,0010	80,0006	100

2° $\frac{C}{c} = 1,41$ (Cazin).

$$T_0 = 273,2950.$$

t.	0.	20.	40.	60.	80.	100.
T	273,2950	293,2956	313,2960	333,2961	353,2955	373,2950
T — 273,2950	0	20,0006	40,0010	60,0011	80,0005	100

Les deux résultats sont presque identiques; la principale différence porte sur la valeur de T_0.

Comme résultat de ces calculs, on peut dire que :

Entre 0 *et* 100, *l'échelle normale est en retard sur l'échelle thermodynamique d'une grandeur dont la valeur maximum excède peu* $\frac{1}{1000}$ *de degré. La température absolue de la glace fondante est* 273°,2965.

Ces résultats concordent, quant au sens de la différence observée, avec ceux qu'on peut déduire des calculs de Jochmann et de Weinstein sur la comparaison du thermomètre à acide carbonique avec le thermomètre à hydrogène, et des calculs de Jochmann, entre 0° et 70°, pour le thermomètre à air et le thermomètre à hydrogène. Ils sont en désaccord avec les résultats qu'on tire de la comparaison du thermomètre normal avec le même thermomètre à air, effectuée par Weinstein.

Enfin, en ce qui concerne la grandeur même des divergences entre les échelles normale et thermodynamique, le désaccord est aussi complet. Les divergences indiquées par M. Guillaume, d'après Weinstein et Jochmann atteignent, en effet, 0°,014, c'est-à-dire sont dix fois plus grandes que celles que le calcul nous a données.

L'équation (6) ne peut pas s'appliquer, en toute rigueur, à un autre gaz que l'hydrogène. Pour les gaz permanents, toutefois, il s'en faut de si peu que A soit une constante, dans l'intervalle restreint des températures que nous considérons, que l'on peut encore, sans erreur bien sensible, faire usage de cette relation. Nous l'appliquerons, par exemple, au thermomètre à air fonctionnant à volume constant.

Les valeurs des constantes de l'équation (6), qui se rapportent au thermomètre à air défini par Regnault, sont

$$C = 0,23741 \text{ (Regnault)}, \qquad \frac{C}{c} = 1,406 \text{ (Röntgen)},$$
$$p_0 = 1, \qquad k = 21,281 \text{ (Thomson et Joule)},$$
$$\beta = 0,003665 \text{ (Regnault)}, \qquad A = 0,00110538.$$

On trouve alors

$$T_0 = 273,3591.$$

t.	0.	20.	40.	60.	80.	100.
T..................	273,3591	293,3489	313,3447	333,3454	353,3504	373,3591
$\theta = T - 273,3591$...	0	19,9898	39,9856	59,9863	79,9913	100
$t - \theta$..............	0	0,0102	0,0144	0,0137	0,0087	0

Les indications du thermomètre à air sont donc, entre 0 et 100, en avance sur celles de l'échelle absolue. C'est le résultat indiqué par tous les physiciens qui se sont occupés de la question. Les

nombres que nous venons de trouver concordent, à très peu près, avec les résultats de Weinstein et sont compris, en s'en écartant assez peu, entre ceux de Jochmann et ceux de Thomson et Joule.

Il est certain que les autres gaz permanents donneraient des résultats du même ordre que l'air, et les gaz facilement liquéfiables, des divergences encore plus grandes.

En résumé : d'après les résultats donnés par M. Guillaume, les thermomètres à gaz permanents s'écarteraient tous à peu près autant de l'échelle absolue, quoique en des sens différents.

Notre conclusion est toute différente : *L'échelle normale est la réalisation la plus parfaite de l'échelle thermodynamique qu'on puisse obtenir avec un thermomètre à gaz.*

FORCE ÉLECTROMOTRICE D'AIMANTATION;

Par M. HURMUZESCU.

En 1881, M. Remsen découvrit que le fer aimanté est moins attaqué par un acide que le fer non aimanté. Pour répéter son expérience, dans une petite cuve en fer mince posée à cheval sur les deux pôles d'un gros électro-aimant de Faraday on versera une solution de sulfate de cuivre. Le cuivre est remplacé dans la liqueur par le fer, mais au lieu de se déposer partout également, comme lorsque cette action se produit en dehors du champ magnétique, on observe que le dépôt se fait suivant des lignes normales aux lignes de force, et que là où l'aimantation est plus forte le cuivre se dépose moins et que, par conséquent, le fer le plus aimanté est le moins attaqué par l'acide.

Cette expérience a été le point de départ de toute une série de recherches de la part de nombreux savants. Ils ont cherché si le fer aimanté devient plus ou moins attaquable et si l'électrode aimantée devient positive ou négative par rapport à l'électrode non aimantée.

Les avis ont été partagés, et tandis que MM. Gross, Nichols, Franklin et Andrews ont trouvé que le fer le plus aimanté était négatif par rapport au fer le moins aimanté, les expériences de

MM. Rowland et Bell, Squier, les recherches théoriques de M. Janet et de M. Duhem donnaient justement le contraire.

J'ai renouvelé ces expériences et j'ai cherché si, entre deux électrodes du même métal magnétique, plongées dans le même liquide actif et différemment aimantées, il y a une force électromotrice; quel est son sens et quelle est la forme de sa relation avec l'intensité d'aimantation ou plutôt avec le champ magnétique.

En reprenant ces expériences, j'ai pensé qu'on pouvait supprimer au moins une partie des causes d'erreur, en employant pour mesurer les forces électromotrices l'électromètre capillaire à la place du galvanomètre employé par tous les précédents expérimentateurs.

L'emploi de l'électromètre permet d'abord d'avoir un liquide contenant très peu d'acide; de cette manière l'attaque de l'électrode est très lente et par conséquent beaucoup plus régulière, et l'on supprime les erreurs provenant des polarisations des électrodes comme aussi celle de la variation de la résistance par suite de l'orientation, dans le champ magnétique, des sels magnétiques formés par l'action chimique. D'un autre côté, les électrodes à grande surface de contact introduisent d'autres causes d'erreur, par suite du manque d'homogénéité des corps solides et des courants particulaires qui prennent naissance entre les parties de l'électrode différemment aimantées.

J'ai donc employé des électrodes en fils de 1^{mm} de diamètre au plus, préparées à la Wollaston et dont le bout était bien poli sur du papier d'émeri fin. Une demi-heure après cette opération, les deux électrodes étaient fixées dans les deux branches verticales d'un tube en verre T (*fig.* 1) plié à angle droit à ses extrémités.

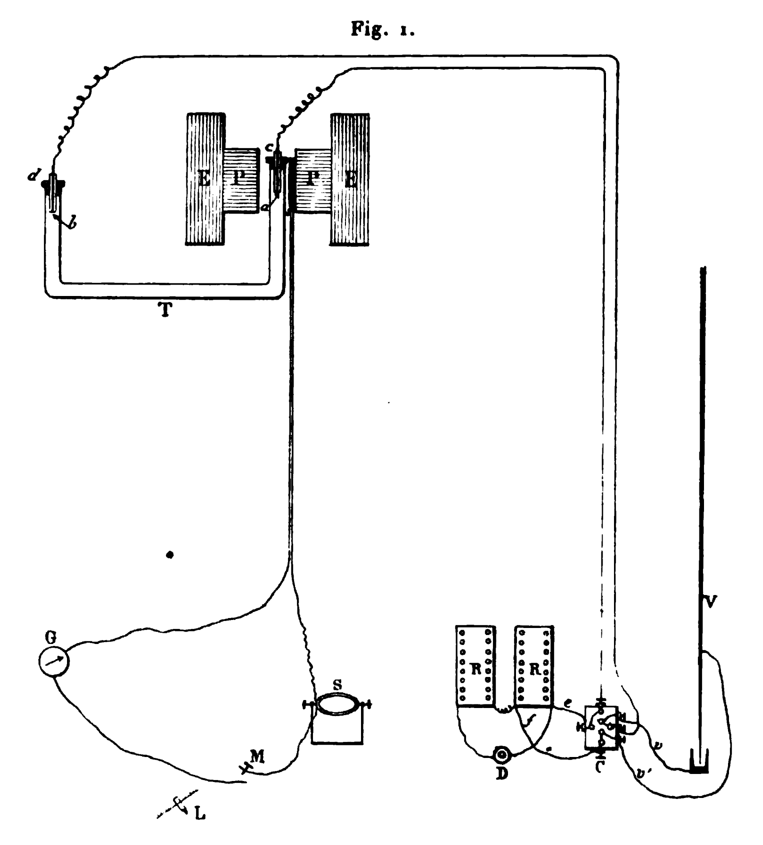
La branche verticale qui contenait une des électrodes, *c* par exemple, se trouvait entre les pièces polaires P, P d'un électro-aimant, mais sans les toucher; l'autre électrode *d* se trouvait en dehors du champ. Les électrodes *c* et *d* étaient réunies par des fils métalliques à un commutateur bien isolé C. Au même commutateur arrivent deux fils *e* et *f* qui amènent une force électromotrice d'une fraction de Daniell et les deux électrodes *v* et *v'* d'un électromètre capillaire V sensible au dix-millième de volt.

On évalue les forces électromotrices par compensation en employant l'électromètre capillaire comme appareil de zéro. La me-

sure du champ magnétique se fait par la méthode du galvanomètre balistique.

Avant de commencer chaque série d'expériences, on attendait que la pile, formée ainsi de deux électrodes semblables dans un même liquide, eût atteint un état permanent, c'est-à-dire que la force électromotrice parasite eût une valeur constante.

Fig. 1.



Les expériences ont porté sur le fer, le nickel et le bismuth.

On a employé de préférence des dissolutions très faibles d'acide acétique et d'acide oxalique. Dans ces conditions le système peut être conservé plusieurs jours sans changer notablement d'état. Mais il est indispensable que l'eau distillée employée pour la dissolution soit pure et exempte d'air, que tout l'appareil soit bien propre et surtout les surfaces de contact.

Résultats généraux. — Les résultats diffèrent :

1° Suivant que la surface par laquelle l'électrode prend contact avec le liquide est une partie de l'électrode où la densité magnétique superficielle due à l'induction est nulle ;

2° Ou que cette surface de contact se trouve sur l'un des pôles formés.

Prenons le premier cas (électrode à la Wollaston normale au champ magnétique). En excitant le champ dans l'électro-aimant on constate, par l'électromètre, une force électromotrice qui augmente jusqu'à une valeur maximum où elle s'arrête, ou parfois diminue très lentement de quelques dix-millièmes de volt. Quand on supprime le champ, l'électromètre revient vite à son zéro et le dépasse en sens contraire d'une quantité d'autant plus grande que la baisse à partir de la force électromotrice maximum a été plus grande.

La force électromotrice d'aimantation est indépendante du sens du champ magnétique, de la nature de l'acide et de sa concentration, ainsi que de la richesse du sel formé.

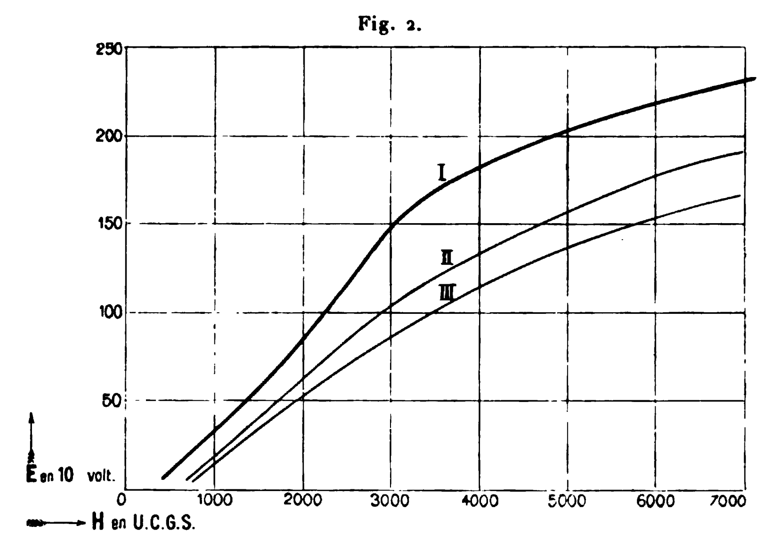
Fer. — L'électrode en fil de fer préparée à la Wollaston et disposée normalement au champ magnétique. L'électrode aimantée est toujours positive par rapport à l'autre.

Voici les différentes valeurs de la force électromotrice E, exprimées en dix-millièmes de volt pour les différentes valeurs du champ magnétique H exprimées en unités C. G. S. (courbe n° 1).

E.	H.
5	397
22	737
44	1263
72	1781
87	2038
106	2268
113	2452
124	2512
155	3068
165	3321
172	3682
176	3718
198	4729
210	5436
222	6240
229	7042

La courbe construite en prenant E comme ordonnée et H comme abscisse (*fig.* 2), présente un point d'inflexion vers H = 2400; elle a une certaine ressemblance avec la courbe d'intensité d'aimantation en fonction du champ magnétique.

Fig. 2.



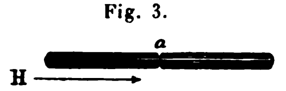
Dans toutes les expériences faites avec un grand nombre d'électrodes, l'allure de la courbe est toujours la même avec un point d'inflexion plus ou moins prononcé.

Quand la force électromotrice d'aimantation diminue à partir de sa valeur maximum (probablement à cause d'un défaut quelconque de la surface de contact) les deux courbes construites en prenant soit la valeur maximum de la force électromotrice ou la valeur finale ont la même allure, comme dans l'exemple suivant :

E_m.	E_e.	H.
188	165	6953
184 (courbe 2)	161 (courbe 3)	6568
177	152	5871
171	145	5582
153	130	4804
130	111	3849
107	89	3080
83	73	2454
65	57	2141
51	45	1732
25	23	1227
5	4	722

On a aussi employé une électrode disposée suivant le champ magnétique, formée par un fil de fer couvert d'un enduit isolant, sauf une partie circulaire en son milieu par où elle prenait contact avec le liquide (*fig.* 3). Les résultats moins réguliers sont encore les mêmes.

Fig. 3.

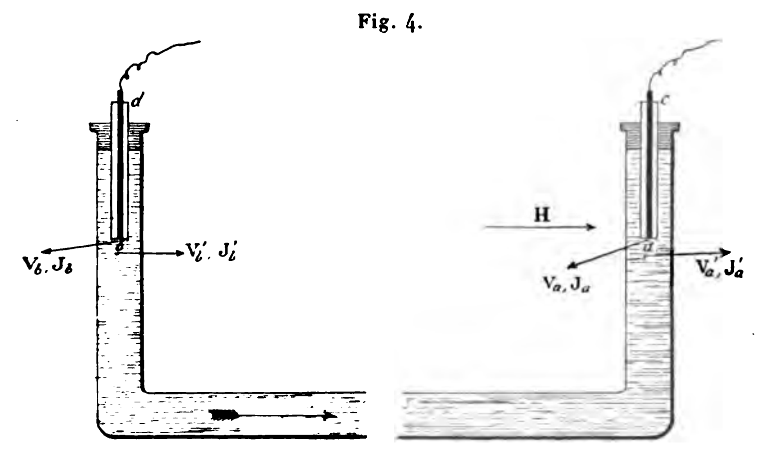


Nickel. — **Les résultats sont analogues, seulement la courbe obtenue ne présente pas de point d'inflexion. Les forces électromotrices sont de l'ordre du millième de volt pour les champs magnétiques moyens employés.**

Bismuth. — **La force électromotrice n'atteint que quelques dix-millièmes de volt pour les plus forts champs employés; mais elle est de sens contraire, c'est-à-dire que l'électrode aimantée en bismuth devient négative par rapport à celle non aimantée.**

Formule théorique de la force électromotrice d'aimantation. — **Soit un système (*fig.* 4) composé de deux électrodes *a***

Fig. 4.



et *b*, en fer doux par exemple, plongées dans un liquide quelconque capable de les attaquer. Si l'on introduit entre ces électrodes une différence d'aimantation, il se produit entre elles une force électromotrice. Supposons que le courant qni prend naissance aille de *b* vers *a* à travers le liquide.

Soient V_a, I_a le potentiel électrique et l'intensité d'aimantation sur l'électrode a;

V'_a, I'_a ces quantités dans le liquide près de a;
V'_b, I'_b ces quantités dans le liquide près de b;
V_b, I_b ces quantités sur l'électrode de b.

Supposons toutes ces quantités constantes autour des points considérés.

Pour une quantité dq d'électricité qui passe de b vers a, il y a une quantité $l\,dq$ de fer qui est dissoute en b, et une autre $l_a\,dq$ déposée en a.

En négligeant les variations de l'intensité d'aimantation provenant du déplacement de ce volume de fer, que nous pouvons considérer comme négligeable, la variation totale de l'énergie magnétique est

$$\frac{I'^2_b}{2k'_b}dv' - \frac{I^2_b}{2k_b}dv + \frac{I^2_a}{2k_a}dv_a - \frac{I'^2_a}{2k'_a}dv'_a.$$

Cette énergie doit se retrouver totalement sous forme de travail électrique, si l'on suppose qu'il n'y a pas d'autre transformation ni mécanique, ni physique, ni calorifique.

Le travail électrique est $(V_b - V'_b + V'_a - V_a)\,dq$. Si l'on suppose que b est en dehors du champ magnétique, son aimantation est nulle

$$I_b = I'_b = 0;$$

en remplaçant

$$dv_a = \frac{l_a\,dq}{\delta},$$

$$dv'_a = \frac{l'_a\,dq}{\delta'}$$

et

$$E = (V_b - V'_b + V'_a - V_a),$$

on a, en supprimant les indices,

$$(1) \qquad E = \frac{I^2}{2k}\frac{l}{\delta} - \frac{I'^2}{2k'}\frac{l'}{\delta'};$$

comme I^2 est de beaucoup supérieur à I'^2 dans le cas particulier que nous avons considéré (le premier cas de nos expériences), E est positif; donc, l'électrode la plus fortement aimantée est positive.

Dans l'expression (1), l et l' sont les équivalents électrochimiques, δ et δ' les densités spécifiques, k et k' les valeurs moyennes de la susceptibilité magnétique dans l'électrode a et dans le liquide peu magnétique qui l'entoure.

Comme on a supposé que le fer dissous en b se dépose au même état en a, on a $l = l'$ et $\delta = \delta'$

$$E = \frac{l}{2\delta}\left(\frac{I^2}{k} - \frac{I'^2}{k'}\right). \tag{2}$$

1° Dans le premier cas de nos expériences, c'est-à-dire lorsque la surface de contact de l'électrode est en dehors des pôles formés par l'induction, I' est très petit devant I, et alors on a la formule

$$E = \frac{l}{2\delta}\frac{I^2}{k}. \tag{3}$$

Cette expression satisfait au moins qualitativement à la relation trouvée par l'expérience.

On peut aussi envisager autrement les choses : on sait que les corps magnétiques éprouvent des déformations mécaniques, et l'on peut se demander si, à côté ou à la suite de ces modifications, il n'y en a pas d'autres spécifiques, comme par exemple certaines modifications chimiques dont la force électromotrice produite serait la conséquence [1].

Dans ce cas, l'équivalent électrochimique et la densité spécifique seraient fonctions de l'intensité d'aimantation.

La force électromotrice d'aimantation serait exprimée par la formule

$$E = \frac{I^2}{2k}\frac{l}{\delta} - \frac{I'^2}{2k'}\frac{l'}{\delta'}. \tag{1}$$

2° Prenons maintenant le second cas du dispositif expérimental, c'est-à-dire lorsque l'électrode aimantée prend contact avec le liquide par une portion de sa surface, où il y a une densité magnétique superficielle due à l'induction du champ. C'est, par

(1) Dans des expériences, que j'exposerai plus tard, j'ai pu voir que les sels de fer en dissolution aqueuse éprouvent une contraction de volume dans le champ magnétique.

exemple, le cas de l'électrode en fer à la Wollaston, disposée suivant le champ magnétique.

Dans ce dispositif, il faut considérer deux cas limites :

a. Le liquide employé est riche en sel de fer;
b. Le liquide ne contient pas de trace de sel de fer.

Dans le cas *a*, l'électrode qui se trouve dans le champ magnétique est négative par rapport à celle qui est en dehors du champ magnétique.

Dans le cas *b*, l'électrode qui est dans le champ magnétique est positive, mais la force électromotrice est très petite.

Entre ces deux cas limites on peut obtenir tantôt l'une, tantôt l'autre de ces deux forces électromotrices, suivant les circonstances de l'expérience.

Mais on voit ici que, dans ce second cas, on ne peut plus négliger l'état magnétique du liquide, comme dans le premier cas : ainsi avec une électrode en fer, à la Wollaston, dans du sulfate de fer :

1° Électrode normale au champ, on a obtenu

$$E = 108,$$
$$H = 4610;$$

2° Le même système, on dispose l'électrode suivant le champ : on a

$$E = -32, \qquad H = 4610.$$

Mais, pour que l'intensité d'aimantation dans l'électrode ait exactement la même valeur dans les deux cas, on a employé des électrodes en fil de fer enduites d'une matière isolante sauf sur une petite portion *a*, voisine de son milieu, par où elle prenait contact avec le liquide. L'électrode étant aimantée transversalement, on pouvait orienter la normale à la surface de contact : 1° à 90° du champ magnétique; ou 2° suivant le champ. Un système pareil, formé de fer et acide oxalique, a donné

Dans la première disposition (*fig.* 5)....	114	5320
Dans la seconde disposition (*fig.* 6).....	19	»

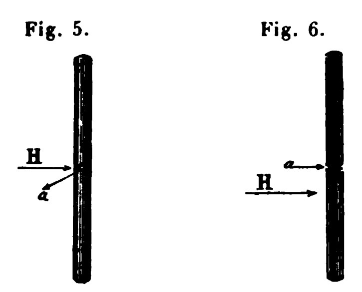
Si l'on mettait dans le liquide du sulfate de fer, la première me-

sure ne changeait pas, mais la seconde devenait

$$E = -27.$$

Donc, dans ce dernier cas, il faut tenir compte aussi de l'état magnétique du sel de fer. En effet, lorsque la surface de contact

Fig. 5. Fig. 6.



de l'électrode est sur un des pôles formés, à cause de la force démagnétisante, l'intensité d'aimantation sur cette surface même peut avoir une valeur très petite, et il suffirait que, dans la formule

$$(2) \qquad E = \frac{l}{2\delta}\left(\frac{I^2}{k} - \frac{I'^2}{k'}\right),$$

on eût

$$\frac{I'^2}{k'} > \frac{I^2}{k},$$

pour que E changeât de signe et devînt négatif.

De cette manière on pourra rendre compte de la contradiction apparente des résultats de différents auteurs.

NOTE SUR L'EMPLOI DU TÉLÉPHONE COMME INSTRUMENT DE ZÉRO DANS UN PONT DE WHEATSTONE, QUE TRAVERSENT DES COURANTS ALTERNATIFS DE GRANDE FRÉQUENCE,

PAR M. H. ABRAHAM.

1. Soient $\begin{pmatrix} 1 & 2 \\ 3 & 4 \end{pmatrix}$ les quatre branches d'un pont de Wheatstone à téléphone, où circulent des courants sinusoïdaux ayant n périodes par seconde.

Le courant du téléphone est sinusoïdal, et le carré de l'intensité

maximum a pour valeur

$$\frac{[R_1R_4 - R_2R_3 - 4\pi^2n^2(L_1L_4 - L_2L_3)]^2 + 4\pi^2n^2(L_1R_4 + L_4R_1 - L_2R_3 - L_3R_2)^2}{\Delta}, \tag{1}$$

où Δ est une quantité positive assez complexe qui ne peut jamais s'annuler.

Le téléphone ne restera absolument silencieux que si l'expression précédente est nulle, ce qui exige les *deux* conditions connues

$$L_1R_4 + L_4R_1 = L_2R_3 + L_3R_2,$$
$$R_1R_4 - R_2R_3 = 4\pi^2n^2(L_1L_4 - L_2L_3).$$

Il faut donc agir sur *deux* variables pour obtenir le silence. Si l'on n'agit que sur l'un des éléments du pont, si l'on fait varier R_4, par exemple, on n'arrive pas, en général, à l'extinction, mais le son passe par un minimum d'intensité.

Toutefois, si les conditions d'équilibre sont *à peu près* réalisées, ce minimum est à la fois très faible et très net, et il correspond à une équation qu'il est facile d'obtenir.

Puisque le numérateur de (1) est presque nul, le minimum cherché se produit presque exactement en même temps que le minimum de ce numérateur. En annulant la dérivée par rapport à la variable R_4, nous obtenons la condition générale

$$R_1[R_1R_4 - R_2R_3 - 4\pi^2n^2(L_1L_4 - L_2L_3)]$$
$$+ 4\pi^2n^2L_1(L_1R_4 + L_4R_1 - L_2R_3 - L_3R_2) = 0.$$

Toutes ces formules se simplifient lorsque le coefficient d'induction L_1 est nul.

Faisant $L_1 = 0$ dans les conditions d'équilibre, nous trouvons

$$L_4R_1 = L_2R_3 + L_3R_2, \tag{2}$$

$$R_2R_3 - R_1R_4 = 4\pi^2n^2L_2L_3, \tag{3}$$

tandis que la condition de minimum devient

$$R_2R_3 - R_1R_4 = 4\pi^2n^2L_2L_3. \tag{4}$$

Nous pouvons alors constater que *la variable* R_4 *n'entre pas dans l'équation* (2), et que les équations (3) et (4) sont identiques.

Ceci nous montre, en premier lieu, que l'une des conditions

d'équilibre (2) peut être réalisée *par un réglage préalable* qui demeure inaltéré lorsqu'on modifie la résistance variable R_4.

En second lieu, nous voyons qu'il est inutile de satisfaire exactement à cette équation (2). Que le réglage préalable soit parfait ou seulement approché, c'est, en effet, la même équation qui correspond soit à l'extinction, soit au minimum de son dans le téléphone.

Cette équation (3 ou 4) peut se mettre sous la forme

$$r = \frac{4\pi^2 L_2 L_3}{R_1} n^2,$$

en désignant par r la résistance qu'il faudrait ajouter à R_4 pour rétablir l'équilibre en courants continus.

Si donc, le *réglage préalable* est réalisé, ou à peu près, l'équilibre en courants alternatifs diffère de l'équilibre en courants continus *par un déréglage r proportionnel au carré de la fréquence*. Si d'ailleurs les éléments du pont sont connus, *la mesure du déréglage permet de calculer la fréquence des alternances*.

2. Je me suis proposé, en particulier, de contrôler expérimentalement ces deux propositions.

L'alternateur dont je me sers fournit jusqu'à 12000 alternances par seconde (6000 périodes). Devant un aimant de téléphone Ader garni de ses bobines, défilent très rapidement des petits barreaux de fer dont le passage induit une force électromotrice périodique dans les bobines fixes. Les barreaux, au nombre de 40, sont fixés par leurs extrémités sur les circonférences de deux roues parallèles calées sur le même axe. Cette sorte de cage cylindrique, grande de quelques centimètres, peut tourner à raison de 150 tours par seconde. La vitesse de rotation est réglée et mesurée avec précision par les procédés stroboscopiques ordinaires ([1]).

Les courants obtenus sont assez intenses pour exciter dans un téléphone récepteur un son qui se fait entendre à plusieurs mètres de distance.

([1]) Pour les courants dont la période est plus longue que $\frac{1}{1000}$ de seconde, on peut remplacer la roue à barreaux par un diapason.

J'ajoute que, lorsque le réglage est atteint, l'extinction du son dans le téléphone est presque complète. Cela montre que les courants sont presque sinusoïdaux, car le pont de Wheatstone *analyse le courant :* le réglage qui donne l'extinction du *son* fondamental est sans effet sensible sur les harmoniques supérieurs qui passent seuls dans le téléphone.

MESURE DE LA FRÉQUENCE.

Nous donnerons les résultats d'une série de mesures pour lesquelles on avait fait $R_1 = 140^{\text{ohms}},6$; $L_2 = L_3 = 0^{\text{henry}},00908$. On devait avoir

$$n = 207,8\sqrt{r},$$

et voici les valeurs ainsi calculées pour n, en regard du nombre réel des périodes :

n_{vrai}.	$n_{\text{calculé}}$.
6000	5992
5250	5248
4500	4504
3000	3008

Donnons encore une série un peu moins bonne. On a

$$R_1 = 149^{\text{ohms}},5, \qquad L_2 = L_3 = 0^{\text{henry}},00908.$$

La formule donnerait

$$n = 214,3\sqrt{r};$$

on trouve

n_{vrai}.	$n_{\text{calculé}}$.
1500	1497
2250	2257
3000	2986
3750	3722

MESURES DE COEFFICIENTS D'INDUCTION PROPRE.

3. Mesures absolues. — Avec des courants alternatifs de fréquence donnée, la mesure du déréglage r fait connaître la moyenne géométrique des coefficients L_2, L_3 en valeur absolue, ou du moins par comparaison avec une résistance et un temps

$$\sqrt{L_2 L_3} = \frac{1}{2\pi n}\sqrt{rR}.$$

Mesures relatives. — L'observation du son minimum dans le téléphone du pont est un moyen commode de comparer des coefficients d'induction propre très faibles.

Nous partirons de la disposition classique de Maxwell. Plaçons les bobines à comparer dans les branches 1 et 2 du pont et laissons sans induction les branches opposées. Le téléphone sera muet, aussi bien pour les courants alternatifs que pour les courants continus si l'on a réalisé *exactement* le double réglage

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{R_3}{R_4} = \frac{R_1}{R_2}.$$

Mais, si l'on cherche seulement un *minimum* de son nettement accusé, il suffit d'être *au voisinage* de ce réglage.

Le condition générale de minimum

$$R_1[R_1R_4 - R_2R_3 - 4\pi^2n^2(L_1L_4 - L_2L_3)] + 4\pi^2n^2L_1(L_1R_4 + L_4R_1 - L_2R_3 - L_3R_2) = 0$$

devient, dans le cas actuel ($L_3 = L_4 = 0$),

$$R_1(R_1R_4 - R_2R_3) + 4\pi^2n^2(L_1R_4 - L_2R_3) = 0.$$

Désignons encore par r le déréglage observé, c'est-à-dire ce qu'il faudrait *ajouter* algébriquement à R_4 pour retrouver l'équilibre en courants continus. Soit, de même, ε ce qu'il faudrait *retrancher* algébriquement de R_4 pour que cette résistance fût à R_3 comme L_2 est à L_1. Avec ces notations, l'équation précédente peut s'écrire

$$\varepsilon = \frac{R_1^2}{4\pi^2n^2L_1^2}r.$$

Ce qui fait le succès de la méthode, c'est que, pour des alternances assez rapides, cette valeur de ε est presque nulle. Cela veut dire que, pour des courants alternatifs de grande fréquence :

Le rapport $L_2 : L_1$ *que l'on cherche est presque exactement égal au rapport* $R_4 : R_3$ *qui donne le son minimum dans le téléphone, même si le déréglage est considérable.*

Lorsqu'on a une connaissance approchée de la valeur de L_1, l'expression trouvée pour ε fournit la correction complémentaire. Il est ensuite intéressant de contrôler la mesure, en la répétant

avec des résistances R_1 et R_2 qui soient, maintenant, dans le rapport de R_3 à $R_4 - \varepsilon$.

Voici une mesure pour laquelle il n'était pas nécessaire de tenir compte de la correction ε.

On avait environ $R_1 = 8^{\text{ohms}}$, $L_1 = 0^{\text{henry}},017$, et l'on employait des courants à 2500 périodes. Avec R_1 et R_3 constants, on prend d'abord pour R_2 une résistance *quelconque* de 200^{ohms}. Le son minimum est obtenu pour

$$R_4 = 608^{\text{ohms}},3 (\pm 0^{\text{ohm}},2),$$

alors que l'équilibre en courants continus demande

$$R_4 + r = 520^{\text{ohms}},0.$$

Malgré ce déréglage énorme, la correction, $\varepsilon = -0^{\text{ohm}},1$, n'atteint pas l'incertitude de la mesure. Si, d'ailleurs, on se rapproche beaucoup plus du réglage parfait, on trouve, par exemple, en courants continus, $R_4 + r = 610^{\text{ohms}},8$; mais, en courants alternatifs, la valeur de R_4 reste la même :

$$R_4 = 608^{\text{ohms}},6 (\pm 0,2).$$

Ces mesures sont susceptibles d'un contrôle.

A une même bobine γ on compare successivement deux bobines α et β, puis la combinaison $\alpha + \beta$. En prenant L_γ pour unité, on trouve

$$L_\alpha = 0,0889, \qquad L_\beta = 0,0872,$$

d'où l'on déduit

$$L_\alpha + L_\beta = 0,1761,$$

tandis que la mesure directe donne

$$L_\alpha + L_\beta = 0,1765.$$

Comme les coefficients d'induction propre n'entrent dans les formules que multipliés par la fréquence, la méthode des grandes fréquences, que nous signalons, est particulièrement propre à l'étude des inductions très faibles. C'est ainsi que l'expérience rapportée ci-dessus permet de fixer à quelques millièmes près la valeur de L_β qui n'est, pourtant, que de

$$0^{\text{henry}},000793.$$

H.-O. ELLINGER. — Der Brechungsindex electrischer Strahlen in alkohol (Indice de réfraction de l'alcool pour les rayons électriques); *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 108; 1893.

La mesure de l'indice de l'alcool pour les radiations électriques émises par un excitateur de Hertz a été faite par la méthode du prisme déjà décrite pour l'eau (1).

On a trouvé pour cet indice le nombre 4,9, valeur qui concorde bien avec la loi de Maxwell, puisque la constante diélectrique de l'alcool diffère peu de $\overline{4,9}^2$.

R. Swyngedauw.

H. EBERT et E. WIEDEMANN. — Ueber electrische Entladungen; Erzeugung electrischer Oscillationen und die Beziehung von Entladungsröhren zu denselben (Sur les décharges électriques. Production d'oscillations électriques, leur rôle dans les phénomènes que présentent les tubes à décharge); *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 550; 1893.

En partant de cette idée que l'on peut considérer les tubes de Geissler comme des condensateurs, les auteurs sont conduits à penser que les phénomènes lumineux qu'on observe dans les milieux gazeux raréfiés sont produits par les oscillations électriques. Pour contrôler cette manière de voir, il fallait montrer que, si un gaz devient le siège d'oscillations électriques très rapides, il présente les phénomènes que l'on constate dans les tubes de Geissler dans les conditions ordinaires. Ce premier Mémoire a été consacré à la description et à l'étude détaillée de l'appareil capable d'exciter dans le tube à vide les oscillations de période et d'amortissement déterminés.

Cet appareil est le système bien connu des deux fils parallèles de Lecher aboutissant à un condensateur à air.

La distribution des nœuds a été étudiée avec soin pour un grand nombre de systèmes de vibration différant les uns des autres par des changements notables dans les constantes de l'instrument (dimensions et distance des plaques des circuits primaire et secondaire et du condensateur terminal, diamètre et distance des fils parallèles, etc.).

(1) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 513. — *Journ. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 274.

Le but principal de ces recherches était de contrôler la théorie de Cohn et Herwagen. Un tel contrôle nécessitait la connaissance exacte de la position des nœuds.

Un tube à gaz raréfié est placé entre les armatures du condensateur terminal ou dans leur voisinage, on déplace un pont mobile sur les deux fils jusqu'à ce que le tube s'illumine; le nœud est déterminé par la position du pont pour laquelle l'illumination est maximum.

La sensibilité de la méthode est étudiée au préalable.

L'illumination dépend des dimensions du tube; elle se produit moins facilement pour la première décharge que pour les décharges suivantes.

Les tubes sans électrodes s'illuminent mieux s'ils sont munis d'armatures intérieures (on forme ces armatures par un dépôt de platine avant la fermeture des tubes).

La position du pont, pour laquelle l'illumination est maximum, est indépendante de la pression.

Les limites entre lesquelles on peut se déplacer de part et d'autre d'un nœud sans que l'illumination cesse sont d'autant plus resserrées que la pression est plus élevée : on a donc intérêt à opérer avec des tubes dans lesquels la pression est aussi élevée que possible. L'influence des tubes à vide sur la position des nœuds est nulle.

Les résultats généraux de ces recherches peuvent se résumer de la façon suivante :

Dans un même système, la distance de deux nœuds successifs n'est pas constante; elle augmente quand on se rapproche du condensateur terminal.

Quoique les conditions des expériences aient varié dans des limites très étendues, la différence de deux internœuds n'atteint pas plus de $\frac{1}{10}$ de leur valeur.

Les *longueurs réduites des fils* calculées par la méthode de Cohn et Herwagen diffèrent peu entre elles et sont sensiblement égales à la longueur des fils mesurée.

D'après cela, les auteurs se croient autorisés à appliquer la théorie de Cohn et Herwagen au système de fils de Lecher qu'ils emploient dans leurs recherches. R. SWYNGEDAUW.

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

Tomes CXVI et CXVII; 1893.

BLONDEL. — Conditions générales que doivent remplir les instruments enregistreurs ou indicateurs, problème de la synchronisation intégrale, t. CXVI, p. 748.

L'étude de ce phénomène est corrélative de la discussion de la forme différentielle

$$K\frac{d^2\theta}{dt^2}+A\frac{d\theta}{dt}+C\theta=F,$$

F étant la force proportionnelle à la quantité physique à mesurer; le degré d'amortissement est l'expression $\alpha=\frac{1}{\sqrt{2KC}}$.

Le calcul montre que le degré d'amortissement, tout en restant aussi faible que possible, ne doit pas descendre au-dessous des valeurs $\frac{\sqrt{1-\lambda^2}}{2}$ dans le cas théorique d'un phénomène rigoureusement continu; ou 1 dans le cas contraire, qui est celui de la pratique ordinaire.

La période d'oscillation propre de l'instrument peut être quelconque dans l'hypothèse d'une fonction simplement harmonique; dans tous les autres cas, elle doit être d'autant plus petite par rapport à celle du phénomène enregistré que les harmoniques élevés sont plus importants. R. DONGIER.

BLONDLOT. — Détermination de la vitesse de propagation d'une perturbation électrique le long d'un fil de cuivre à l'aide d'une méthode indépendante de toute théorie, t. CXVII, p. 543.

Les armatures intérieures de deux bouteilles de Leyde sont séparément réunies aux pôles d'une bobine de Ruhmkorff; les armatures extérieures sont séparées en deux parties isolées l'une de l'autre : les parties supérieures des armaturesextérieures de chacune des deux bouteilles sont réunies entre elles par une corde mouillée et mises en communication par des fils courts en laiton

avec des pointes distantes de $0^{mm},5$ environ. Les parties inférieures sont aussi réunies entre elles par une corde mouillée et mises en communication par deux fils de 1029^{m} chacun avec les pointes précédentes.

Lorsque la bobine fonctionne, la corde permet le passage de l'électricité de chaque armature extérieure à l'autre. La décharge intervient brusquement par la production d'une étincelle entre deux boules réunies aux pôles de la bobine. Une différence de potentiel prend subitement naissance entre les armatures extérieures : chacune des moitiés se décharge entre les pointes, les moitiés supérieures aussitôt et les moitiés inférieures après avoir parcouru le chemin de 1029^{m}. La première décharge marque le départ de l'onde électrique; la deuxième décharge note son arrivée. On inscrit ces deux éclairs photographiquement par l'intermédiaire d'un miroir tournant dont la vitesse de rotation est mesurée en déterminant la hauteur du son d'axe.

Avec la ligne de 1029^{m} de longueur, on a obtenu le nombre 296000^{km} à la seconde. Les expériences faites sur un fil de $1821^{m},4$ ont donné 298000^{km}. Ces nombres démontrent que le mouvement de propagation de l'onde est bien uniforme. R. D.

E. DUCRETET et LEJEUNE. — Creuset électrique de laboratoire, avec aimant directeur, t. CXVI, p. 549.

Cet appareil, dans son ensemble, forme un espace clos à parois réfractaires contenant le creuset mobile : l'arc jaillit entre deux charbons et est dirigé vers le creuset par suite de l'action directrice d'un aimant. On réalise ainsi un véritable chalumeau électrique utilisable pour la fusion des métaux, d'autant mieux qu'on peut opérer en présence d'une atmosphère de gaz inerte.

R. D.

G. CLAUDE. — Sur les moyens d'augmenter la sécurité des distributions à courants alternatifs de haute tension, t. CXVII, p. 689.

Il y a intérêt à ne pas recouvrir d'isolants les câbles qui transmettent les courants alternatifs. Cette disposition est une cause de danger pour la vie humaine que l'auteur se propose d'atténuer.

Il suffit de rendre la résistance apparente $\frac{1}{nC}$ aussi grande que possible, en utilisant des fréquences basses et de faibles capacités par rapport à la terre. On peut pour cela employer des câbles aériens, ou encore combattre la capacité par les effets bien connus de self-inductions placées en dérivation sur les fils conducteurs de capacités C. L'auteur montre qu'on peut ainsi rendre jusqu'à vingt-cinq fois plus grand l'isolement apparent. R. D.

DÉSIRÉ KORDA. — Multiplication du nombre de périodes des courants sinusoïdaux, t. CXVI, p. 806, 876.

Si l'on fait tourner des inducteurs excités par un courant sinusoïdal, on recueille, dans un circuit fixe placé dans le champ magnétique à axe tournant ainsi produit, un courant d'un nombre double de périodes.

On peut se servir de ce dispositif pour tripler le nombre des périodes d'un courant sinusoïdal, tout en ne dépassant pas, pour la vitesse de rotation, le synchronisme avec le courant inducteur.

R. D.

P. HOHO. — Machines dynamo-électriques à excitation composée, t. CXVI, p. 744.

Le problème proposé consiste à déterminer la quantité de spires-ampères qui doivent exciter le champ magnétique de la machine dynamo-électrique pour produire une force électromotrice donnée, la vitesse de la machine étant fixée. Ceci posé, on peut rechercher la fonction qui relie la vitesse à l'excitation pour que la force électromotrice reste constante et réaliser pratiquement cette condition. Les inducteurs de la dynamo étant constitués de m circuits d'excitation, alimentés par des sources d'électricité quelconques, on peut réaliser les excitations désirées par autant de vitesses arbitraires qu'il y a de courants d'excitation. On peut ainsi produire une excitation qui ait m points communs avec la courbe $f(v, \varepsilon)$ (v vitesse, ε excitation), qui correspond à une valeur constante de la force électromotrice.

Les expériences faites ratifient ces conclusions, et l'on peut aménager sur ce principe des dynamos pour l'industrie.

R. D.

A. D'ARSONVAL. — L'autoconduction ou nouvelle méthode d'électrisation des êtres vivants; mesure des champs magnétiques de grande fréquence, t. CXVII, p. 34.

Un être vivant est plongé dans un champ magnétique oscillant, de très haute fréquence, produit à l'intérieur d'un solénoïde parcouru par le courant alternatif. La fréquence élevée est obtenue à l'aide des procédés décrits à la Société de Physique (20 avril 1892).

Les courants induits dans l'être peuvent acquérir une puissance considérable, sans produire aucune douleur ni aucun phénomène conscient chez l'individu qui en est le siège. Ils excitent néanmoins avec énergie la vitalité des tissus.

Avec une charge donnée périodiquement par un transformateur à 15000 volts, ou avec une bobine de Ruhmkorff, un homme peut arrondir son bras autour du solénoïde et tenir dans chaque main les extrémités d'une lampe à incandescence qui prend $\frac{1}{10}$ d'ampère environ.

La mesure de la puissance des champs magnétiques de cette fréquence s'obtient en prolongeant le circuit en un petit solénoïde entourant le réservoir d'un thermomètre à mercure : ce dernier est le siège de courants de Foucault qui élèvent sa température de plus de 150° en quelques secondes. Pour les faibles puissances, on remplace le thermomètre à mercure par un thermomètre à pétrole ou à air dont le réservoir renferme un petit tube de cuivre. M. Cornu a été témoin des résultats obtenus par M. d'Arsonval.

R. D.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES (DE GENÈVE);

T. XXXI et XXXII, 1894.

PH.-A. GUYE. — Sur la polymérisation moléculaire des liquides, t. XXXI, p. 38.

MM. Ramsay et Shields ont donné (*Zeitsch. für physik. Chem.*, t. XII, p. 433) une méthode nouvelle qui permet de déterminer le poids moléculaire des corps à l'état liquide. Ces savants ont étudié 55 composés et ont montré qu'en général les

corps liquides se dépolymérisent lorsque leur température s'élève. M. Guye explique, comme conséquence de la polymérisation des corps liquides, un certain nombre de phénomènes : 1° que les corps polymérisés à l'état critique le sont encore à l'état liquide; la mise en évidence de la polymérisation au point critique peut être obtenue soit au moyen de la formule

$$\frac{M}{28,87} = 1146 \frac{\delta\theta}{\pi(1070 + \theta)},$$

due à l'auteur (*Journal de Physique,* 3e série, t. III, p. 181), soit en prenant le rapport de la densité critique à la densité théorique, ainsi que le font MM. Young et Thomas. La densité théorique est calculée en admettant que le corps suit au point critique les lois de Mariotte et de Gay-Lussac. S'il existe, à l'état critique, un nombre appréciable de molécules polymérisées, ce rapport dépasse 4,0. Il prend la valeur moyenne 3,85 pour les molécules simples au point critique. 2° Lorsque la méthode du diamètre de MM. Cailletet et Mathias conduit à un diamètre incurvé et non rectiligne, le liquide est polymérisé et l'est plus que la vapeur. 3° Lorsque la chaleur latente de vaporisation d'un liquide passe par un maximum, le liquide est plus ou moins polymérisé et se dépolymérise en passant à l'état de vapeur. 4° Les courbes de tension de vapeur des différents liquides ne se coupent pas en général entre elles; cependant, si l'on construit le diagramme qui marque les variations de tension de la vapeur d'eau avec la température et celles du butyrate de méthyle, de l'acétate de propyle, du propyonate d'éthyle, de l'isobutyrate de méthyle, du fluorobenzène, du formiate de propyle, du benzène, du propionate de méthyle, de l'acétate d'éthyle, on vérifie que la courbe relative à l'eau coupe toutes les autres. On peut déduire de ce fait l'explication suivante : c'est que les différents points d'une courbe correspondant à l'un de ces composés s'appliquent non plus à une molécule bien déterminée, mais à des molécules de moins en moins pesantes à mesure que la température s'élève; la courbe ne fait que raccorder deux courbes extrêmes, l'une relative au corps polymérisé et l'autre au corps à molécules totalement dépolymérisées. Si le liquide conservait à toute température le même degré de polymérisation, on n'observerait pas d'intersection de courbes.

Donc, lorsque la courbe des tensions de vapeur d'un liquide coupe les courbes de tension de vapeur des liquides à molécules non polymérisées, le premier liquide est polymérisé et se dépolymérise sous l'action de la chaleur. 5° Lorsque la valeur de la constante f de l'équation de Van der Waals pour les tensions de vapeur

$$\log p_c - \log p = f\left(\frac{T_c}{T} - 1\right)$$

(où p_c et T_c sont les pression et température critique, p la pression à la température T) dépasse 3,2, on peut conclure que le liquide est polymérisé.

Ces différentes remarques présentent de l'intérêt dans les différentes mesures (réfraction, dispersion, pouvoir rotatoire magnétique, moléculaire) où il est nécessaire d'être bien fixé sur la constance et la valeur du poids moléculaire.

PH.-A. GUYE. — Sur la densité critique, t. XXXI, p. 176.

Dans la Note précédente, l'auteur indique comme moyenne des valeurs du rapport $\frac{D_c}{D}$ (D_c densité critique, D densité théorique) le nombre 3,85. Ce nombre tend à justifier l'emploi du facteur $\sqrt{2}$, qu'ont indiqué MM. Meyer et Heilborn, dans la formule déduite de la théorie de M. Van der Waals

$$\frac{D_c}{D} = \frac{8}{3(1+a)(1-b)},$$

qui deviendrait

$$\frac{D_c}{D} = \frac{8\sqrt{2}}{3(1+a)(1-b)}.$$

a et b étant les constantes de l'équation fondamentale des fluides

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

Le calcul numérique donne alors à $\frac{D_c}{D}$ la valeur 3,84, qui se rapproche beaucoup de la moyenne 3,85 déduite des expériences de MM. Young et Thomas.

G.-W.-A. KALBAUM. — Étude sur la mesure des tensions de vapeur, t. XXXI, p. 49, 133.

Les deux méthodes statique et dynamique donnent-elles les mêmes résultats dans la mesure des tensions de vapeur d'un liquide? « Théoriquement, a dit Regnault, les deux méthodes présentent une différence essentielle. » Et l'auteur en donne l'explication suivante : « Dans les observations faites par la méthode statique, ce ne sont que les molécules de la couche superficielle dont on détruit la cohésion, tandis que dans la méthode dynamique la cohésion est détruite entre toutes les molécules. La même force n'agit donc sur la cohésion que partiellement dans le premier cas, totalement dans le second. » Il importe de rechercher si l'expérience confirme ce raisonnement et si les deux méthodes peuvent conduire aux mêmes résultats. L'eau et le mercure traités par les méthode statique et dynamique ont donné, dans chacun des cas, des nombres comparables. Les deux méthodes sont concordantes. Elles doivent l'être pour les acides formique, propionique, butyrique, isovalérique que Landolt a précédemment étudiés. Les écarts observés entre les résultats obtenus par l'auteur à l'aide de la méthode dynamique et ceux trouvés par Landolt, au moyen de la méthode statique, résultent du fait observé par Konowalow que les tensions des acides gras sont influencées par l'eau qu'ils renferment; pour une égale teneur en eau, les écarts vont en augmentant avec la teneur en carbone de l'acide. Les corps employés par Landolt n'étaient pas exempts d'humidité et de nouvelles déterminations étaient nécessaires. Elles ont porté sur les acides formique, acétique, propionique, butyrique normal, valérique normal, caproïque normal, œnanthylique normal, caprylique normal, pélargonique normal, caprique, isobutyrique, isovalérique, isocaproïque et sur quelques mélanges de ces acides. Les deux méthodes se contrôlent et un premier résultat, qui ressort des nombres obtenus, est que la loi Volta-Dalton ne s'applique pas aux acides gras homologues.

A. LE ROYER et PAUL VAN BERCHEM. — **Mesure de la longueur d'onde d'un primaire hertzien dans l'air par le changement de résistance électrique de limailles métalliques, t. XXXI, p. 558.**

La conductibilité d'un tube contenant des limailles métalliques et faisant partie d'un circuit conducteur augmente beaucoup lorsqu'on fait éclater une étincelle dans son voisinage. On obtient le pont métallique en limailles, en disposant dans l'intérieur et suivant l'axe du tube deux aimants de 3^{cm} de long et séparés par un intervalle de 2^{mm}. En agitant le tube, la limaille adhère aux extrémités des aimants et remplit cet intervalle. La résistance électrique qui, initialement, est plus grande que 100000 ohms tombe à moins de 500 ohms sous l'action de l'étincelle qui se fait d'ailleurs sentir jusqu'à une distance de 25^{m}. Cet appareil peut fonctionner comme une sorte d'analyseur des ondulations d'un primaire hertzien et non comme un résonateur (qui a une longueur d'onde qui lui est propre). Il peut permettre la mesure de la longueur d'onde du primaire dans l'air.

On fait réfléchir les ondulations sur un miroir. Avant chaque détermination, la limaille formant pont entre les deux aimants est enlevée par un choc, puis remise par agitation du tube; toute conductibilité disparaît; puis, le tube isolé de toute communication conductrice est soumis à l'action du primaire. La variation de sa conductibilité, qui est minima aux nœuds, permet leur détermination. Les auteurs se proposent de poursuivre cette étude.

NILS STRINDBERG. — Sur la résonance multiple des ondulations électriques, t. XXXII, p. 130.

MM. Sarazin et de la Rive ont énoncé comme conséquence de leurs expériences le résultat suivant : « La valeur de l'internœud est constante pour un même résonateur, quel que soit le résonateur; elle varie avec les dimensions du résonateur, même si l'oscillateur n'est pas changé. » Pour MM. Sarazin et de la Rive chaque résonateur choisit dans l'ensemble de celles émises par l'oscillateur la radiation électrique qui lui est propre.

MM. Poincaré et Bjerkness attribuent ce résultat expérimental

à l'amortissement inégal de l'oscillateur et du résonateur, hypothèse qui n'oblige pas à admettre le rayonnement multiple.

Les formules développées par M. Bjerkness (*Wied. Ann.*, B. 44, S. 92; 1891) conduisent à trois cas différents d'après les rapports de grandeur de l'amortissement du résonateur et de l'oscillateur :

1° Si l'amortissement du résonateur est petit relativement à celui de l'oscillateur, la loi de MM. Sarazin et de la Rive est vraie;

2° Si les deux amortissements sont à peu près égaux, on trouvera un phénomène complexe; les longueurs d'onde de l'oscillateur et du résonateur ayant à peu près la même influence sur l'internœud observé;

3° Si l'amortissement du résonateur est suffisamment grand relativement à celui de l'oscillateur, on obtiendra une loi contraire à celle de MM. Sarazin et de la Rive. La valeur de l'internœud est constante pour un même oscillateur, quel que soit le résonateur; elle varie avec les dimensions de l'oscillateur même si le résonateur n'est pas changé. Les longueurs d'onde qu'on observe alors doivent être les mêmes qu'on trouve par les méthodes bien connues, où l'on n'emploie pas des résonateurs.

Jusqu'à ce jour on n'a observé que les phénomènes qui entrent dans le premier de ces trois cas. L'auteur se propose la vérification expérimentale des deux derniers cas.

La disposition expérimentale dérive de celle de M. Blondlot (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* 8 février 1892). L'oscillateur a la forme circulaire, ce qui diminue probablement son amortissement. Il est vertical et porte à sa partie supérieure les deux disques métalliques parallèles, servant de condensateur, à des distances variables, de façon à permettre des périodes différentes. Les étincelles éclatent dans le pétrole. Le fil conducteur du secondaire suit le fil circulaire du primaire; puis les deux branches le quittent à la hauteur du condensateur et courent parallèlement et horizontalement suivant une longueur de 30^{m}; les deux bouts sont réunis ensemble. Dans les diverses expériences qui ont été faites, les armatures du condensateur présentaient successivement les distances 20^{cm}, $7^{cm},5$, 3^{cm}, $1^{cm},3$.

Le résonateur a la forme circulaire; il possède dans son circuit

deux disques d'aluminium, parallèles, réunis chacun à un pôle. Leur distance est variable, ce qui change la période. Cet appareil peut se déplacer le long des fils parallèles et peut être supporté par eux, sans communication métallique. Divers résonateurs ont été construits, d'après ce type, avec des fils de cuivre et de fer, de différents diamètres ($1^{mm},16$, $0^{mm},10$, $0^{mm},50$, $0^{mm},20$ pour des longueurs de 140^{cm} et de 107^{cm}).

Six séries d'expériences ont été faites : les unes vérifient la loi de MM. Sarazin et de la Rive; les autres mettent en évidence le changement du phénomène dans le sens qu'indique la théorie de M. Bjerkness lorsque l'amortissement du résonateur devient plus considérable que celui de l'oscillateur. Ceci a lieu avec les résonateurs construits avec des fils de cuivre de faible diamètre ($0^{mm},10$). Pour des fils de cuivre de diamètre compris entre $0^{mm},10$ et 1^{mm}, le phénomène n'est pas simple; il s'écarte de la loi énoncée par MM. Sarazin et de la Rive et correspond au deuxième cas énoncé plus haut. Les fils de plus fort diamètre entrent dans le premier cas.

Ch. MARGOT. — Curieux phénomènes d'adhérence au verre de l'aluminium et de quelques autres métaux, t. XXXII, p. 138.

L'aluminium frotté sur du verre bien nettoyé laisse une trace métallique parfaitement nette, un peu terne, il est vrai, mais durable. Les dessins ainsi exécutés ont des reflets chatoyants, agréables à l'œil; le polissage les fait ressortir et le métal se laisse user à fond, ce qui prouve bien la ténacité de l'empreinte. Traité par l'acide chlorhydrique ou la potasse en solution, le métal des plaques disparaît rapidement; mais les empreintes du dessin sont conservées, comme si le verre avait été corrodé par le contact intime de l'aluminium. Cette propriété appartient, à un degré moindre, au magnésium, au cadmium et au zinc.

F.-Louis PERROT. — Recherches sur les chaleurs spécifiques de quelques dissolutions de corps organiques, t. XXXII, p. 145, 254, 337.

M. Mathias a établi (*Journal de Physique,* 2e série, t. VIII, (p. 204) que la chaleur spécifique d'une dissolution peut être

obtenue en appliquant la loi de Wœstyn à condition d'admettre : 1° que le dissolvant conserve sa chaleur spécifique propre c; 2° que le corps dissous possède une chaleur spécifique $\gamma_0 = \frac{a}{b} c$ en général différente de celle qu'il possède lorsqu'il est fondu; 3° que le corps dissous présente une polymérisation telle que son équivalent à l'état dissous soit b fois celui du dissolvant. Ces conditions étant satisfaites, la relation de Wœstyn, appliquée à une masse de dissolution qui contient 1 équivalent de substance dissoute pour n équivalents du dissolvant, donne

$$\gamma_n(E + ne) = \gamma_0 E + n.ec,$$

d'où

$$\gamma_n = \frac{a+n}{b+n} c,$$

γ_n étant la chaleur spécifique de la dissolution (a et b étant des constantes numériques, E et e étant les équivalents fictifs du corps dissous et vrai du dissolvant). Ces résultats utilisés en notation atomique peuvent permettre la détermination de l'atomicité des molécules de corps simples. De plus, il est intéressant de rechercher ce que deviennent les conclusions de M. Mathias lorsque le dissolvant et les corps dissous ne renferment pas de l'eau ou une fonction hydroxylée, tout en ne réagissant pas les uns sur les autres. La méthode de mesure utilisée est celle de M. de Marignac (1).

Les liquides utilisés dans les différents mélanges sont : le toluène, le monobromonaphtalène, l'aniline, le monoïodobenzène, le dibromobenzène, le chlorure d'éthyle perchloré, le naphtalène, etc... Les chaleurs spécifiques de ces différents liquides sont mesurées séparément et avec soin ; puis on étudie calorimétriquement les mélanges. L'auteur conclut que la loi de Wœstyn s'applique avec les divers mélanges ; mais les deux corps conservent le poids moléculaire et la chaleur spécifique qu'ils auraient s'ils étaient seuls. Il n'est pas nécessaire d'attribuer au corps dissous un poids moléculaire ou un équivalent différent de celui qu'il posséderait à l'état fondu.

---

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. XXII, p. 407, et 5e série, t. VIII, p. 410.

Raoul Pictet. — Étude sur le rayonnement aux basses températures; applications à la thérapeutique, t. XXXII, p. 232, 465, 561.

L'auteur utilise, pour la production des basses températures, des récipients formés de deux cylindres concentriques; dans la partie annulaire on évapore de l'acide sulfureux. On peut obtenir ainsi des températures variant entre — 100° et — 110°. Le réchauffement de ces réservoirs a été étudié dans des conditions diverses, en les entourant de couches plus ou moins épaisses de déchets de coton, variant entre 0^{cm} et 50^{cm}. Entre — 110° et — 70°, les courbes de réchauffement en fonction du temps sont sensiblement les mêmes avec des épaisseurs différentes de coton. Ce qui semble démontrer qu'aux très basses températures le coton est diathermane pour les radiations calorifiques émises dans ces conditions.

Les radiations émises à basse température auraient donc de grandes longueurs d'onde et traverseraient les corps qui sont opaques pour des radiations de moindre longueur. Ce résultat serait à rapprocher des oscillations hertziennes qui traversent sans difficulté tous les corps diamagnétiques, les murs, les bois, les étoffes, etc., et de ce fait que le rouge spectral traverse plus facilement que les autres radiations lumineuses l'atmosphère chargée de poussières.

Un autre fait important est l'élévation assez rapide de la température du chloroforme resté liquide au moment où quelques parcelles solides commencent à se produire. Pendant que la température de l'enceinte descend de — 83° à — 140° la température du liquide remonte à environ — 69°. Ceci s'explique en admettant une augmentation du pouvoir diathermane du solide à mesure que la température s'abaisse.

Les précautions à prendre pour déterminer la température de solidification d'un corps sont les suivantes : on refroidit lentement l'enceinte; on agite le liquide avec une baguette de verre, jusqu'à formation des premiers cristaux; on inscrit alors la température. On ralentit ensuite l'action réfrigérante des appareils et on laisse remonter la température pour constater la fusion partielle des cristaux formés. La vraie température est comprise entre ces deux limites.

R. Dongier.

A. BOCK. — Ueber das Verhältniss der Quercontraction, etc. (Sur le rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale pour divers métaux et sa variation avec la température); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 609; 1894.

Expériences réalisées par la méthode employée précédemment par Kirchhoff ([1]), et à l'aide d'un appareil identique. Elles ont porté sur l'acier, le nickel, le cuivre et l'argent dans un intervalle de température de 20° à 150° au maximum.

Le rapport μ croît quand la température s'élève, et sa valeur se rapproche d'autant plus de la limite 0,5, pour un même accroissement de température, que le métal est plus fusible. Dans le Tableau suivant, la deuxième colonne donne la valeur de μ à 20°; la troisième, le rapport de l'accroissement moyen de μ pour un intervalle de 100° à sa valeur à 20° :

	μ_{20°	δ_μ
Acier recuit	0,256	3,8
Nickel	0,329	2,4
Cuivre	0,346	4,0
Argent	0,346	10,0

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. IV; février 1895.

H. Lescœur. — *Recherches sur la dissociation des hydrates salins et des composés analogues*, p. 213.

P. Freundler. — *Sur la variation du pouvoir rotatoire dans la série tartrique et le pouvoir rotatoire des corps dissous*, p. 235.

A. et L. Lumière. — *Sur les développateurs organiques de l'image latente photographique*, p. 274.

Mars 1895.

H. Moissan. — *Sur quelques modèles nouveaux de fours électriques à réverbère et à électrodes mobiles*, p. 365.

E. Gossart. — *Caléfaction et capillarité*, p. 391.

R. Savélieff. — *Sur le degré de précision que l'on peut atteindre dans les observations astronomiques*, p. 424.

([1]) Kirchhoff, *Pogg. Ann.*, t. CVIII, p. 369; 1859.

Wiedemann's Annalen.

T. LIV; n° 2, 1895.

O. Knoblauch. — *Sur la fluorescence des dissolutions*, p. 193.

A.-H. Borgesius. — *Description d'un réfractomètre interférentiel. Réfraction moléculaire et dispersion de quelques sels en dissolution*, p. 221.

A. Herz. — *Sur la connaissance du décroissement de potentiel dans la partie positive de la décharge par aigrettes*, p. 244.

E. Warburg. — *Conductibilité calorifique et température des gaz dans les tubes de Geissler*, p. 265.

E. Lecher. — *Étude sur l'induction unipolaire*, p. 276.

F. Himstedt. — *Sur une mesure absolue de résistance*, p. 305.

G. Himstedt. — *Sur la mesure des coefficients de self-induction dans les bobines*, p. 335.

K. Mack. — *Double réfraction des rayons électriques*, p. 342.

P. Drude. — *Recherches sur la dispersion électrique*, p. 352.

E. Goldstein. — *Action des rayons cathodiques sur quelques sels*, p. 371.

M. Ascoli. — *Sur les écrans magnétiques*, p. 381.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XXXIX; mars 1895.

A. Griffiths. — *Quelques expériences sur les courants alternatifs*, p. 229.

E. Taylor Jones. — *Sur l'élasticité électromagnétique*, p. 254.

A.-W. Porter. — *Influence des dimensions d'un corps sur l'émission thermique par sa surface*, p. 268.

N. Eumorphopoulos. — *Sur la détermination de la conductibilité calorifique et du pouvoir émissif*, p. 280.

R. Threlfall. — *La pile de Clarke quand elle produit un courant*, p. 295.

Ch.-E. Saint-John. — *Valeur de la perméabilité magnétique pour des oscillations électriques rapides*, p. 297.

J. Dewar. — *Sur la liquéfaction des gaz*, p. 298.

TABLE DES MATIÈRES.

MARS 1895

23719 Paris. — Imprimerie Gauthier-Villars et fils, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — AVRIL 1895.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

[illegible] les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Nor-

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ..... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.............. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

ABSORPTION DE LA LUMIÈRE DANS LES CRISTAUX;

PAR M. C. CAMICHEL.

Pour mesurer l'absorption de la lumière, on se sert de spectrophotomètres. Parmi ces appareils, celui de M. Gouy (1) est particulièrement commode : les deux plages contiguës qu'on amène à l'égalité proviennent de deux faisceaux de rayons parallèles sortant de deux collimateurs indépendants; on place le cristal devant la fente de l'un des deux collimateurs, l'intensité du faisceau qui traverse l'autre collimateur peut être atténuée dans un rapport déterminé. M. Gouy emploie à cet effet deux nicols placés l'un en avant, l'autre en arrière de la fente du collimateur; le premier est mobile au centre d'un cercle divisé. Le déplacement latéral du faisceau lumineux par le nicol mobile est corrigé au moyen d'une lentille excentrée par rapport à l'axe de rotation. Malheureusement cette correction n'est jamais complète, on n'est jamais sûr d'appliquer la loi de Malus en toute rigueur. Dans le dispositif que j'ai employé, j'ai préféré laisser *les deux nicols immobiles et faire tourner au moyen d'un quartz d'épaisseur variable le plan de polarisation de la lumière qui sort du premier nicol.*

1° *Description de l'appareil employé.* — Une lampe L (*fig.* 1) éclaire la fente f_1 d'un collimateur C_1. Les rayons parallèles sortant du collimateur traversent deux nicols N, N′ dont les sections principales sont à angle droit; le deuxième de ces nicols est mobile au centre d'un cercle divisé. Entre les deux nicols, et normalement aux rayons, se trouve un compensateur Soleil C en quartz droit, constitué par deux prismes de quartz de même angle, placés comme l'indique la figure; l'axe du quartz est parallèle aux rayons lumineux, l'un des prismes est mobile devant l'autre au moyen d'une vis munie d'un tambour divisé.

Le compensateur permet de faire tourner d'un angle connu le plan de polarisation d'une couleur déterminée; lorsque l'angle de rotation est $\frac{\pi}{2}$, l'intensité de cette couleur à la sortie du ni-

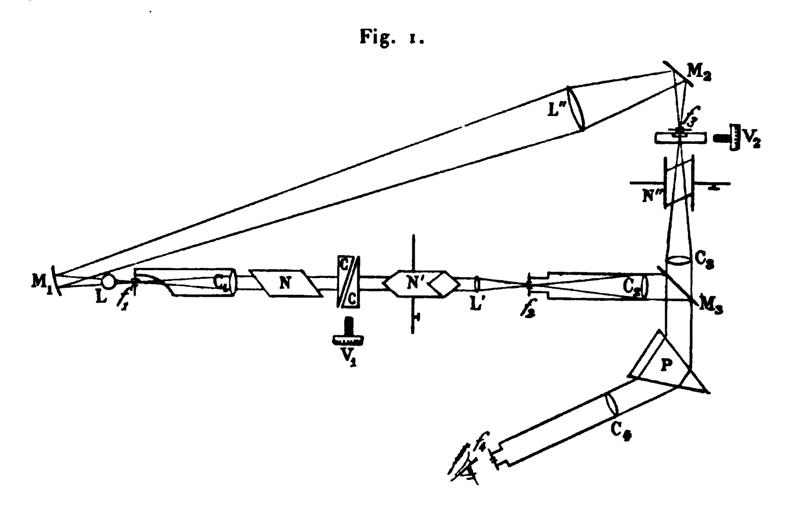
(1) Gouy, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XVIII; 1879.

col N′ est maxima ; soit I cette intensité. L'angle de rotation du plan de polarisation devenant α, l'intensité de la même couleur, à la sortie du nicol N′, devient

$$I \sin^2 \alpha.$$

Après le nicol N′ se trouve une lentille L′ qui concentre les rayons lumineux sur la fente f_2 d'un collimateur C_2.

Fig. 1.



Un autre faisceau lumineux se réfléchit sur un miroir concave M_1, traverse une lentille convexe L″, tombe sur un miroir M_2 et forme sur la fente f_3 d'un collimateur C_3 une image réelle de la flamme de la lampe L.

Le cristal absorbant est placé entre f_3 et C_3, dans une cuve renfermant un liquide d'indice convenable. Cette cuve est posée sur le chariot d'une vis micrométrique. Derrière le cristal se trouve, en N″, un nicol mobile au centre d'un cercle divisé. En tournant la vis micrométrique V_2, on amène le cristal en regard de la fente f_3.

Devant l'objectif du collimateur C_3 se trouve une glace M_3 argentée sur la moitié de l'une de ses faces ; la ligne l qui limite l'argenture est horizontale. Sur cette glace se réfléchissent les rayons sortis du collimateur C_2 dont l'axe rencontre la ligne l au même point que l'axe de C_3. La position du miroir M_3 est telle qu'un rayon qui suivrait l'axe de C_2 se réfléchirait sur le miroir suivant

le prolongement de l'axe de C_3. Les rayons parallèles sortant du collimateur C_3, et ceux qui proviennent du collimateur C_2 et se sont réfléchis sur le miroir M_3, traversent un prisme de flint P et tombent sur une lentille C_4, munie dans son plan focal d'une fente f_4. D'après ce que nous venons de dire, lorsque les fentes f_2 et f_3 sont éclairées, on a dans le plan focal de la lentille C_4 deux spectres en coïncidence : l'un provient du collimateur C_2, l'autre du collimateur C_3. Ces deux spectres viennent se peindre dans le plan focal de la lunette C_4 sur un écran percé d'une fente f_4, parallèle aux arêtes du prisme P et aux fentes f_2, f_3 des deux collimateurs.

La lunette C_4 n'a pas d'oculaire ; on met l'œil derrière la fente f_4 et, par une accommodation convenable, on voit à travers l'objectif C_4 deux demi-cercles lumineux de même couleur ; le demi-cercle supérieur est la moitié supérieure de l'objectif de C_2 réfléchie par l'argenture de la glace M_3 ; le demi-cercle inférieur est la superposition de la moitié inférieure de l'objectif de C_3 vue directement, et de la moitié inférieure de C_2 réfléchie sur le verre de la glace M_3.

On peut amener les deux demi-cercles au même éclat en modifiant, au moyen d'un compensateur, l'intensité du faisceau qui tombe dans le collimateur C_2. Lorsque l'égalité est obtenue, la ligne de démarcation des deux plages disparaît complètement.

La fente f_4 a un demi-millimètre de hauteur et au plus un quart de millimètre de largeur ; par suite, tous les rayons sortant de la lunette C_4 pénètrent dans l'œil, et l'éclat des deux plages contiguës ne dépend pas de la position de la tête de l'observateur. Ce dispositif a un très grand avantage : il permet d'étudier des cristaux de très petites dimensions ; le cristal est placé devant la fente f_3 à une très petite distance de cette fente, et la région du cristal utilisée est l'image de la fente f_4 donnée par les lentilles C_4 et C_3 ; cette image a pour superficie une fraction de millimètre carré.

2° *Marche à suivre pour déterminer un coefficient d'absorption.* — Si l'on veut déterminer le coefficient d'absorption d'un cristal pour la lumière jaune du sodium, par exemple, on fixe la lunette C_4, de façon que la raie jaune du sodium se forme exactement sur la fente f_4.

On place devant la fente f_3 la partie de la cuve qui ne contient pas le cristal et, en tournant la vis V_1, qui fait varier l'épaisseur du compensateur, on amène à la même intensité les deux demi-cercles jaunes vus à travers la fente f_4.

Soit α la rotation imprimée aux vibrations jaunes par le compensateur dans sa position actuelle. Soient c et C les coefficients de réflexion du verre et de l'argent pour un angle d'incidence moitié de l'angle des axes de c_2 et de C_2. L'intensité de la plage lumineuse supérieure est $CI \sin^2 \alpha$, I désignant l'intensité maxima de la lumière qui sort du collimateur e_2. Soit I' l'intensité de la lumière qui sort du collimateur C_3, l'intensité de la plage inférieure est $I' + cI \sin^2\alpha$, et l'on a

$$CI \sin^2\alpha = I' + cI \sin^2\alpha,$$

En tournant la vis V_2, on amène la région intéressante du cristal devant la fente f_3 ; pour réaliser l'égalité des deux demi-cercles lumineux, il faut donner au compensateur C une nouvelle épaisseur, à laquelle correspond un nouvel angle α' de rotation des vibrations jaunes. Si K désigne le coefficient de transmission de la matière absorbante pour les rayons jaunes, on a la deuxième égalité

$$CI \sin^2\alpha' = KI' + cI \sin^2\alpha',$$

d'où

$$K = \frac{\sin^2\alpha'}{\sin^2\alpha},$$

en admettant que les intensités I et I' sont restées constantes ou, du moins, qu'elles ont varié dans le même rapport.

J'ai employé, comme source lumineuse, une lampe à pétrole à *verre cylindrique,* afin d'éclairer uniformément les objectifs des collimateurs et d'avoir des plages uniformes. On obtient très facilement une flamme bien régulière et bien constante en donnant au verre cylindrique une hauteur égale à cinq ou six fois son diamètre.

3° *Moyens de contrôle.* — J'ai vérifié par des procédés indirects que le procédé photométrique, qui vient d'être décrit, ne comportait pas d'erreurs systématiques.

La précision des mesures est limitée, seulement par la sensibilité

de l'œil. Celle-ci peut être déterminée directement sur l'appareil pour chaque radiation du spectre; en prenant toutes les précautions nécessaires, l'œil peut apprécier, au voisinage de la raie D, une différence d'intensité de $\frac{1}{150}$.

L'homogénéité des cristaux soumis aux expériences a été vérifiée par deux méthodes :

1° Par l'étude d'une plaque normale aux grandes faces du cristal;

2° Par la méthode de la loi exponentielle; si, par exemple, nous voulons vérifier l'homogénéité d'une tourmaline parallèle à l'axe, nous la ferons tourner devant la fente f_3 du collimateur C_3, autour d'un axe de rotation parallèle à son axe optique, et nous chercherons si l'absorption de la vibration parallèle à l'axe de rotation peut être représentée par la formule

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{s}{\cos\omega} \times m},$$

$\pm\omega$ désignant l'inclinaison du cristal sur l'axe du collimateur C_3,
m le coefficient d'absorption de la vibration parallèle à l'axe de rotation,
I_0 l'intensité de la lumière incidente,
I l'intensité de la lumière émergente.

4° *Résultats.* — L'étude des cristaux pléochroïques m'a donné les résultats suivants :

1° Les équations de vibration de l'éther, dans les milieux étudiés :

Tourmaline,
Epidote,
Ferricyanure de potassium,
Andalousite,

sont linéaires.

2° Une seule exponentielle suffit pour représenter l'absorption d'une vibration oblique, par rapport aux axes d'élasticité optique, et la théorie de l'ellipsoïde d'absorption représente bien les phénomènes dans les cristaux symétriques.

3° Pour les cristaux dissymétriques (clinorhombiques et tricliniques), la théorie de l'ellipsoïde d'absorption, telle qu'on la fait

d'ordinaire, ne convient pas ; il faut du moins admettre que les axes de l'ellipsoïde d'absorption ne coïncident pas avec ceux d'élasticité optique. Avec cette restriction, la théorie de l'ellipsoïde d'absorption représente bien les phénomènes.

4° L'obliquité des axes d'absorption maxima et minima avec les directions principales d'élasticité optique (pour les vibrations situées dans le plan de symétrie, dans le cas des cristaux clinorhombiques et pour les vibrations situées dans n'importe quel plan principal pour les cristaux tricliniques) est un fait général dans les cristaux naturels et dans les cristaux à coloration propre.

Nous avons vérifié cette obliquité pour l'épidote, le sulfate double de cuivre et de cobalt, le sulfate double de potassium et de cobalt et pour l'axinite.

5° Dans les cristaux dissymétriques colorés artificiellement (sel de de Senarmont), les maxima et minima d'absorption coïncident, au contraire, avec les axes d'élasticité optique.

Tous les résultats obtenus *directement* ont été, en même temps, vérifiés par des méthodes indirectes (1).

SUR LES DISSOLUTIONS ÉTENDUES ET LA PRESSION OSMOTIQUE;

Par M. E. BOUTY.

1. Considérons une dissolution très étendue. Une molécule du corps dissous peut être considérée comme presque entièrement soustraite à l'action des molécules similaires aussi éloignées d'elle que le sont entre elles les molécules d'un gaz dans les conditions ordinaires. D'autre part, on sait qu'au delà d'une certaine dilution l'addition à la dissolution d'une quantité quelconque du dissolvant ne produit plus d'effet thermique sensible. L'action des molécules du dissolvant sur une molécule dissoute devient donc, à la limite, indépendante de la masse ou du volume total du dis-

(1) L'appareil qui a servi pour toutes ces expériences m'a été très obligeamment prêté par M. le professeur Bouty; qu'il me soit permis de lui exprimer ici tous mes remerciments.

solvant. On peut dire que cette limite sera atteinte quand l'écartement des molécules dissoutes sera supérieur au double du rayon d'activité moléculaire réciproque du dissolvant et du corps dissous.

Appelons *énergie interne de* 1^{gr} *du corps dissous* l'excès de l'énergie de la dissolution sur l'énergie que posséderait, à l'état libre, le dissolvant qu'elle contient. Cette énergie U peut être considérée comme une fonction de deux variables indépendantes, la température T et le volume V de la dissolution.

Posons

$$dU = E(c\,dt + \varepsilon\,dV). \tag{1}$$

D'après les observations qui précèdent, ε devient égal à zéro à partir d'une certaine valeur très grande de V; il décroît, *vraisemblablement suivant une loi très rapide,* à mesure que V se rapproche en croissant de cette valeur V_1.

dU étant une différentielle exacte, on a

$$\frac{\partial c}{\partial V} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}. \tag{2}$$

La chaleur spécifique c du corps dissous *à dilution constante* est indépendante de V *rigoureusement* pour des valeurs de V supérieures à V_1, *très approximativement* pour des valeurs de V inférieures à V_1, mais suffisamment grandes.

La variation de volume qui résulte de la dilution est en général négligeable pour les dissolutions étendues. Le travail externe de la dilution est donc nul dans les conditions ordinaires, comme le travail d'un gaz qui se détend dans le vide. Soit dQ l'excès de la chaleur à fournir à la dissolution sur celle qu'il faudrait fournir au dissolvant. On a

$$dQ = \frac{dU}{E} = c\,dt + \varepsilon\,dV; \tag{3}$$

à partir de $V = V_1$, la chaleur de dilution est rigoureusement nulle; mais elle l'est encore très approximativement pour des valeurs de V notablement inférieures.

2. L'opération ordinaire de la dilution est irréversible, comme la détente d'un gaz dans le vide.

M. Van t'Hoff a découvert qu'elle est susceptible de s'opérer par voie réversible à la faveur des membranes semi-perméables. Considérons une paroi perméable pour le dissolvant, imperméable pour le corps dissous. Pour maintenir l'équilibre, on doit exercer *de la dissolution vers le dissolvant* une pression P que M. Van t'Hoff nomme *pression osmotique*. A la faveur de cette pression, on peut étendre ou concentrer une dissolution par voie réversible, en chassant, dans un sens ou dans l'autre, un certain volume de dissolvant à travers la paroi, sous une pression constamment égale à la pression osmotique.

Dans ces conditions, le travail externe élémentaire de dilution ou *travail osmotique* est $P\,dV$. La quantité de chaleur à fournir au corps dissous devient

$$dQ = c\,dt + \left(\varepsilon + \frac{P}{E}\right) dV. \tag{4}$$

La pression osmotique joue, dans cette formule, le même rôle que la pression manométrique p dans le cas d'un gaz.

L'accroissement élémentaire de l'entropie est

$$dS = \frac{c}{T}\,dt + \frac{1}{T}\left(\varepsilon + \frac{P}{E}\right) dV. \tag{5}$$

Puisque dS est une différentielle exacte,

$$\frac{\partial c}{\partial V} = \frac{1}{E}\left(\frac{dP}{dt} - \frac{P}{T}\right) + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{T}, \tag{6}$$

ou, d'après (2),

$$\frac{1}{E}\left(\frac{dP}{dt} - \frac{P}{T}\right) = \frac{\varepsilon}{T}. \tag{7}$$

Rigoureusement à partir de $V = V_1$, *très approximativement* pour des valeurs de V sensiblement moindres, cette équation se réduira à

$$\frac{dP}{dt} = \frac{P}{T}, \tag{7 bis}$$

d'où

$$P = T f(V). \tag{8}$$

3. Considérons d'abord le cas d'un gaz dissous obéissant aux lois de Dalton et Henri.

On remarquera que, si le liquide est peu volatil, sa surface libre jouit approximativement des propriétés d'une paroi semi-perméable, se laissant traverser réversiblement par le gaz et non par le liquide sous la pression p du gaz libre. Rien n'empêche de concevoir une seconde paroi, perméable au liquide, imperméable au gaz, à travers laquelle s'exercera la pression osmotique P proprement dite.

Pour évaluer P, M. Van t'Hoff a recours à un cycle isothermique spécial (¹). Nous arriverons plus simplement au résultat de la manière suivante :

Soit un corps de pompe limité par deux parois perméables. l'une au liquide et l'autre au gaz, et supposons l'équilibre établi entre le gaz libre, la dissolution et le dissolvant sous les pressions p et P. Soit α le coefficient de solubilité. Nous ne troublerons pas *l'équilibre mécanique existant* en introduisant simultanément par les parois semi-perméables correspondantes un volume quelconque v de gaz (soit l'unité de masse), et le volume $V = \frac{v}{\alpha}$ de dissolvant nécessaire pour maintenir le même état de dilution. D'après les lois générales de l'équilibre, la somme des travaux de la pression p et de la pression osmotique P doit être nulle

$$pv = PV. \tag{9}$$

On a, d'ailleurs, pour le gaz,

$$pv = RT; \tag{10}$$

donc

$$PV = RT, \tag{11}$$

avec la même valeur de R qui convient au gaz libre. *La pression osmotique d'un gaz dissous est égale à la pression que posséderait la même masse de gaz libre répandue dans un volume* V *égal à celui de la dissolution.*

De (11) on tire

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{R}{V} = \frac{P}{T},$$

(¹) Van t'Hoff, *Zeitschrift für physik. Chemie*, t. I, p. 188; 1887.

c'est-à-dire que l'équation (7 *bis*) est vérifiée au degré même d'approximation que comporte l'application des lois de la solubilité des gaz. *Le travail interne de la dilution est nul,* au même degré d'approximation.

4. Pour un corps non volatil en dissolution dans un liquide volatil, l'application des principes de la Thermodynamique au cycle fermé isothermique et réversible imaginé par M. Van t'Hoff fournit la relation approchée

$$(12) \qquad PV = RT\frac{1}{p}\log\frac{F}{f},$$

que nous ne nous arrêterons pas à démontrer.

Dans cette formule, P et V ont la même signification que précédemment; p est le poids du corps dissous dans un gramme de dissolvant; F et f sont les forces élastiques maximum de la vapeur émise par le dissolvant pur et par la dissolution. La formule (12) suppose que la vapeur du dissolvant obéit à la loi de Mariotte entre les limites de pression f et F; elle s'étend, *à cette condition,* même aux dissolutions concentrées; R est la constante de la formule des gaz parfaits appliquée à la vapeur.

Si l'on veut identifier la formule (12) avec la formule générale (8) relative aux dissolutions très étendues, il faut admettre que $\log\frac{F}{f}$ est indépendant de la température (loi de Babo), ce qui a lieu pour les dissolutions aqueuses de sel marin, de sulfate de soude, d'hydrate de soude par exemple, mais non pour tous les corps. Pour ceux qui n'obéissent pas à cette loi, il est clair que ε ne devient négligeable qu'à partir de valeurs de V beaucoup plus grandes que dans le cas opposé.

5. Bornons-nous à considérer des dissolutions assez étendues pour que l'on puisse confondre les trois quantités

$$\log\frac{F}{f}, \quad \frac{F-f}{f}, \quad \frac{F-f}{F}.$$

D'après les recherches expérimentales de M. Raoult [1], on a,

[1] On sait qu'on peut s'appuyer aussi bien sur les lois expérimentales de l'abaissement du point de congélation.

en désignant par M le poids moléculaire du corps dissous, par A une constante caractéristique du dissolvant,

$$\frac{F-f}{F} = A\frac{p}{M}. \quad (13)$$

Soient d'ailleurs M′ le poids moléculaire du dissolvant, ρ la densité normale et ρ_1 la densité réelle de la vapeur, on a, d'après MM. Raoult et Recoura,

$$\frac{A}{M'} = \frac{\rho_1}{\rho}, \quad (14)$$

d'où

$$\frac{F-f}{F} = p\frac{\rho_1}{\rho}\frac{M'}{M}; \quad (15)$$

ou, *en nous bornant aux dissolvants à densité de vapeur normale,*

$$\frac{F-f}{F} = p\frac{M'}{M}. \quad (15\ bis)$$

Remplaçons dans la formule (12) $\log\frac{F}{f}$ par cette valeur, il vient

$$PV = \frac{M'}{M}RT. \quad (16)$$

Or nous savons que, pour les gaz parfaits, *auxquels nous avons déjà assimilé la vapeur,* R est en raison inverse du poids moléculaire, $\frac{RM'}{M}$ est donc la valeur de R qui conviendrait au corps dissous amené à l'état de gaz parfait, et nous retombons sur la formule (11)

$$PV = RT, \quad (11)$$

démontrée ci-dessus pour les gaz disssous.

Cette formule, appuyée, dans le cas actuel, sur les lois empiriques de M. Raoult, sera applicable dans les conditions mêmes et sous les restrictions que comporte l'usage de ces lois.

6. La formule (11) est d'ailleurs vérifiée *directement* par les mesures de pression osmotique, notamment par les expériences de M. Pfeffer sur les dissolutions de sucre de canne.

Pour les dissolvants à vapeur anormale, pour la plupart des dissolutions salines dans l'eau, etc., l'expérience montre qu'il faut introduire dans la formule (11) un nouveau coefficient que nous désignerons par la lettre h

$$PV = RhT. \tag{16}$$

La formule (16) est la formule générale de la pression osmotique.

Si l'on considère h comme indépendant de la température, ε est nul, comme pour le sucre de canne ou les gaz dissous. Sinon la formule (7) donne

$$\varepsilon = \frac{R}{E}\frac{T}{V^2}\frac{\partial h}{\partial t}, \tag{17}$$

et ε *peut conserver une valeur notable même pour de grandes dilutions et pour des valeurs de h assez voisines de l'unité*. Or h dépend certainement de la température dans le cas des dissolvants à vapeur anormale, et l'on ne peut considérer comme rigoureusement établi par l'expérience qu'il n'en dépende pas dans d'autres cas.

7. En résumé, dans tous les cas où la formule (11)

$$PV = RT \tag{11}$$

est applicable, il y a une singulière analogie de propriétés entre un corps en dissolution très étendue et un gaz parfait.

1° Le travail interne de la variation de volume est nul.

2° La chaleur spécifique n'est fonction que de la température seule.

On peut donc comparer le dissolvant à un espace vide dans lequel le corps dissous se répand irréversiblement *sans variation de température*. La surface libre du dissolvant agit sur un corps dissous non volatil à la manière de la paroi d'un vase.

Dans le cas de la dilution réversible, la pression osmotique est comparable à la pression manométrique d'un gaz. Un gaz qui se détend réversiblement se refroidit; il en est de même d'une dissolution qui se dilue par voie réversible (à travers une paroi semi-perméable).

8. Il ne faut cependant pas se laisser séduire par ces analogies au point de conclure à une identité. Un gaz dissous *diffère* d'un gaz libre par une perte d'énergie interne que l'on calcule aisément en s'appuyant sur les lois de Dalton et Henri; par là, la dissolution d'un gaz est un phénomène comparable à la liquéfaction d'une vapeur, comme on le disait vulgairement avant que les travaux de M. Van t'Hoff eussent mis en lumière des analogies inverses.

Le fait même que l'énergie interne cesse en général de varier par la dilution à partir de dilutions assez médiocres porte plutôt à considérer un corps dissous comme un liquide. En effet, puisque l'action réciproque des molécules gazeuses varie en raison inverse du carré du volume (formule de Van der Vaals), *l'action exercée sur le liquide par le gaz dissous assimilé à un gaz libre devrait, pour les mêmes raisons, varier en raison inverse du volume,* c'est-à-dire être encore sensible pour de très grandes dilutions. Nous avons expliqué le décroissement rapide de ε, en nous fondant sur ce que les actions moléculaires des liquides varient très rapidement avec la distance, et deviennent rigoureusement nulles à une distance finie.

9. La pression des gaz est ordinairement attribuée à une énergie cinétique de translation des molécules gazeuses. La pression osmotique est visiblement le résultat d'une attraction entre la dissolution et le dissolvant. Elle paraît représenter la différence des *pressions internes* à l'intérieur de la dissolution et du dissolvant pur.

Il est à remarquer que les formules proposées pour représenter la compressibilité et la dilatation des fluides sont en général de la forme

$$(p+\pi)(v-b) = RT; \tag{18}$$

c'est-à-dire *symétriques par rapport à la pression manométrique p et à la pression interne* π, qui y jouent un rôle identique.

La formule (18) admet comme premier cas limite la formule des gaz parfaits

$$pv = RT, \tag{19}$$

quand le volume v est assez grand pour qu'on puisse négliger b et π.

Nous considérerons un dissolvant comme nous permettant l'observation d'un corps dans l'état limite opposé, où la pression manométrique p est nulle, et cela sous des volumes v aussi grands que nous voudrons. Aux mêmes volumes v correspondent, dans les deux cas, des valeurs de p ou de π identiques. Nous retrouvons donc les mêmes lois (lois de la pression osmotique) et la même valeur de R.

NOUVELLE MÉTHODE POUR MESURER L'ABAISSEMENT DU POINT DE CONGÉLATION DES DISSOLUTIONS TRÈS DILUÉES;

PAR M. A. LEDUC.

Une récente Note de M. Ponsot (1) a mis en lumière une fois de plus les divergences considérables que présentent les résultats obtenus par les divers expérimentateurs, relativement au point de congélation des dissolutions très étendues.

La principale cause de ces divergences réside dans la petitesse des abaissements de la température de congélation qu'il s'agit de mesurer; l'erreur relative devient énorme lorsque les abaissements descendent au-dessous du centième de degré.

En raison de l'intérêt qui s'attache à l'étude des dilutions extrêmes, je me suis proposé de réduire considérablement cette erreur en remplaçant la mesure d'abaissements de température très faibles par celle de pressions relativement considérables.

Supposons, pour fixer les idées, qu'il s'agisse d'une solution aqueuse. Ajustons le tube à essai qui la renferme (2) sur l'un des orifices d'un récipient où l'on peut comprimer un mélange intime de glace pure râpée et d'eau distillée.

Plusieurs dispositifs permettent de surveiller ce qui se passe dans la dissolution, convenablement agitée d'ailleurs. On peut, par

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* du 11 février 1895.

(2) La hauteur du liquide dans le tube ne devra pas dépasser $0^m,05$ à $0^m,06$.

exemple, installer dans un *regard,* devant lequel on amène la partie inférieure du tube, un microscope approprié muni d'un oculaire éclairant.

Nous désignerons, en général, par T la température absolue de congélation normale du dissolvant pur (273° dans le cas présent), et par (T — δT) celle de la solution contenant P grammes pour 100 d'un corps dont le poids moléculaire est M.

Soit encore δp l'excès de pression (par rapport à la pression atmosphérique normale) qui provoque la fusion de la glace à la température T — δT, c'est-à-dire à δT au-dessous du zéro centigrade usuel.

Pour amener le mélange de glace et d'eau et, par suite, notre dissolution à la température de congélation de celle-ci, il suffit d'exercer sur ce mélange un excès de pression δp.

Tant que la pression est insuffisante, des parcelles de glace introduites dans la dissolution y fondent; si elle est trop forte, ces mêmes parcelles déterminent la formation d'aiguilles de glace plus ou moins abondantes. Il est donc facile de saisir exactement le point de congélation.

L'avantage de cette méthode saute aux yeux. On sait, en effet, qu'un excès de pression d'une atmosphère produit un abaissement δT un peu inférieur à 0°,0076, de sorte qu'une erreur de 1^{mm} sur la colonne de mercure mesurant δp correspondrait à une erreur sur δT inférieure à un cent-millième de degré. Une pareille précision dépasse celle que l'on peut se proposer d'atteindre utilement. On peut donc dire que, pratiquement, l'erreur sur δT est éliminée, et que tous les soins doivent porter sur le titrage des dissolutions.

Ajoutons que l'on peut à volonté, par cette méthode, faire varier lentement ou rapidement la température de l'enceinte et de l'éprouvette entre 0° et quelques centièmes de degré au-dessous de 0° (1), et maintenir cette température rigoureusement constante pendant tout le temps désirable.

(1) On pourrait, au besoin, atteindre plusieurs dixièmes de degré. Les abaissements ne sont pas mesurés, il est vrai, en degrés centigrades usuels; mais l'unité choisie (le centimètre de mercure, qui correspond à peu près au dix-millième de degré) a l'avantage d'être parfaitement définie et affranchie de toutes

Calcul de δp. — Proposons-nous maintenant d'établir la relation qui existe entre l'excès de pression δp et la concentration de la dissolution.

Si l'on désigne par ϖ la force attractive connue sous le nom de *pression osmotique*, par u et u' les volumes spécifiques du dissolvant pur à l'état solide, puis à l'état liquide, par L sa chaleur de fusion et par E l'équivalent mécanique de la calorie, on a les deux relations connues

$$(1) \qquad \frac{\delta T}{\varpi} = \frac{u' T}{EL},$$

$$(2) \qquad \frac{L}{T} = \frac{u' - u}{E} \, \frac{\delta p}{-\delta T}.$$

On en déduit

$$(3) \qquad \delta p = \varpi \frac{u'}{u - u'}.$$

Enfin, la relation de Van t'Hoff

$$(4) \qquad \varpi V = i R T,$$

dans laquelle V désigne le volume occupé par 1 molécule du corps dissous, i le coefficient isotonique et R la constante moléculaire des gaz ($8{,}26.10^7$ si la pression est mesurée en dynes par centimètre carré), nous donne, en remarquant que

$$(5) \qquad V = 100.u' \frac{M}{P};$$

$$(6) \qquad \varpi = \frac{i R T}{100 u'} \, \frac{P}{M};$$

et, par suite

$$(7) \qquad \delta p = \frac{i R T}{100 (u - u')} \, \frac{P}{M}.$$

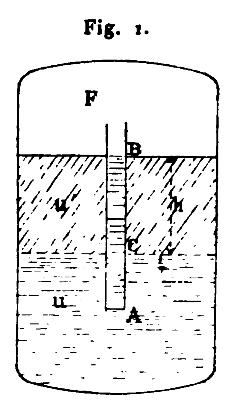
Démonstration directe de la formule (3). — Il est facile d'établir la formule (3) sans faire usage de la relation (1) de M. Van t'Hoff. Nous nous occuperons d'abord des solutions aqueuses.

---

les causes d'erreur de la Thermométrie; c'est là le seul point important, puisqu'il ne s'agit que de comparer des abaissements et non de les mesurer en valeur absolue.

I. Considérons un vase clos ne renfermant que de l'eau surmontée par sa vapeur et une solution aqueuse contenue dans un tube vertical AB suffisamment long (*fig.* 1), terminé à la partie

Fig. 1.



inférieure A par une membrane semi-perméable, ouvert à la partie supérieure dans la vapeur.

Amenons tout l'appareil à la température T de congélation de la dissolution sous la pression F de la vapeur saturante émise par la glace à cette même température.

Tandis qu'à ce moment la dissolution commence seulement à se congeler à la partie supérieure, la glace est déjà formée à l'extérieur sur une hauteur h. D'ailleurs les deux surfaces libres sont dans le même plan horizontal, puisque la force élastique maxima de la vapeur émise par la dissolution au point de congélation est précisément F.

D'une part, l'eau reste liquide à la profondeur h, grâce à l'excès de pression

$$\delta p = \frac{h}{u} g \quad (8)$$ [1].

D'autre part, l'équilibre a lieu entre la pression exercée par la colonne liquide de hauteur h et celle due à la colonne de glace de même hauteur, augmentée de la pression osmotique. On a donc,

---

[1] Nous admettons que le dissolvant solidifié n'adhère pas aux parois, de manière qu'il puisse exercer des pressions.

en confondant le volume spécifique de la solution très diluée avec celui du dissolvant pur

$$(9)\qquad \frac{h}{u'}g = \frac{h}{u}g + \varpi.$$

En éliminant h entre ces deux équations, on retrouve la relation

$$(3)\qquad \delta p = \varpi \frac{u'}{u - u'}.$$

II. Il ne paraît pas douteux que la force élastique F de la vapeur émise par la dissolution au point de congélation soit la même que celle de la glace pure. Quoi qu'il en soit, on peut s'affranchir de cette hypothèse, en imaginant que le tube AB soit fermé en B par un piston très mince, imperméable, parfaitement mobile et surmonté d'une certaine colonne d'eau, l'atmosphère ambiante étant d'ailleurs quelconque.

Considérons d'abord l'appareil à une température légèrement supérieure à 0° : la différence des niveaux à l'intérieur et à l'extérieur du tube n'est autre que la *hauteur osmotique* H. Abaissons la température et supposons qu'il ne se produise point de surfusion. Tant que la congélation n'a pas atteint le niveau B à l'intérieur du tube, la différence des niveaux ne se modifie qu'en raison de la variation de la pression osmotique et de la densité de l'eau avec la température. A partir de ce moment, la congélation se poursuit à l'extérieur seulement, et le niveau extérieur s'élève par rapport au niveau intérieur jusqu'à ce qu'ils se trouvent dans le même plan horizontal. L'équilibre est alors réalisé comme plus haut, et le même raisonnement conduit à la même conclusion, ce qui justifierait au besoin notre hypothèse relative à F.

III. On peut répéter ce dernier raisonnement à l'égard d'un dissolvant quelconque. On imaginera alors le tube AB renversé et complètement plongé dans le dissolvant (*fig.* 2). Il est fermé à la partie supérieure A par la membrane semi-perméable, et à la partie inférieure B par un piston mince que l'on peut fixer à volonté ou rendre parfaitement mobile.

L'équilibre étant réalisé à la température où la dissolution commence à se congeler (à la partie inférieure), on a cette

fois

$$-\delta p = \frac{h}{u} g \tag{8 bis}$$

et

$$\frac{h}{u} g = \frac{h}{u'} g + \varpi, \tag{9 bis}$$

d'où encore

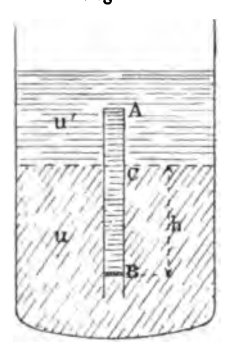
$$\delta p = \varpi \frac{u'}{u - u'}.$$

L'expression de δp est la même; on observera seulement qu'elle est négative ainsi que $u' - u$.

N.-B. — Les diverses relations que nous avons écrites sont générales; mais, si l'on en voulait faire l'application aux dissolvants quelconques, il faudrait *diminuer* la pression exercée sur le dissolvant, ou bien exercer l'excès de pression δp sur la dissolution et non sur le dissolvant.

Première remarque. — La validité des raisonnements thermodynamiques employés par M. Van t'Hoff pour établir la formule (1)

Fig. 2.



ne paraît pas faire de doute. Remarquons seulement que la combinaison des relations (2) et (3) conduit à cette même formule (1).

Seconde remarque. — Nous avons supposé plus haut (II) que la congélation de l'eau se produisait à la température de fusion

normale. S'il y avait au contraire surfusion, une différence de niveau égale à la hauteur osmotique (H) subsisterait jusqu'à la température de congélation de la dissolution. On voit dès lors que la pression F′ de la vapeur émise par l'eau en surfusion à T δT surpasse celle de la glace de H dg, si l'on appelle d la masse de l'unité de volume de la vapeur sous la pression moyenne $F_1 = \frac{F + F'}{2}$.

On a donc

$$F' - F = H\,dg = \varpi\,du', \tag{10}$$

en négligeant le poids spécifique de la vapeur vis-à-vis de celui du liquide.

Or, si l'on désigne par k le rapport de la densité de la vapeur saturante à la densité théorique et par M′ le poids moléculaire de cette vapeur, on a

$$d = \frac{kM'F_1}{RT}. \tag{11}$$

Tirant d'ailleurs de l'équation (1) la valeur de $\varpi u'$, on obtient

$$F' - F = F_1\,\delta T\,\frac{kELM'}{RT^2}. \tag{12}$$

Pour l'eau, on a sensiblement

$$k = 1{,}04, \qquad L = 80, \qquad M' = 18, \qquad T = 273,$$

avec

$$E = 4{,}17.10^7 \qquad \text{et} \qquad R = 8{,}26.10^7,$$

ce qui donne

$$\frac{kELM}{RT^2} = 0{,}0101.$$

Pour une surfusion δT de 1°, on a donc $\frac{F' - F}{F_1} = 0{,}0101$, et la différence $F' - F = 0^{mm},044$ de mercure, ainsi que l'a trouvé d'ailleurs M. Dieterici [1].

---

[1] *Voir* aussi GULDBERG, *Comptes rendus*, t. LXX; 1870, et PONSOT, *Comptes rendus*, t. CXIV, p. 731; 29 novembre 1894.

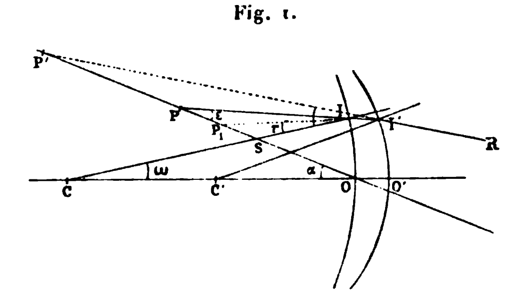
SUR L'ASTIGMATISME DES LENTILLES INFINIMENT MINCES ET DES MIROIRS SPHÉRIQUES,

PAR M. G. FOUSSEREAU.

Quand une lentille sert d'objectif, le faisceau lumineux venant de chaque point de l'objet recouvre toute sa surface, si l'on suppose qu'aucun diaphragme placé à distance ne limite ce faisceau. Considérons comme négligeables les amplitudes des faces de la lentille; le faisceau lumineux émergent qui provient d'un point P situé sur un axe secondaire PO, faisant l'angle α avec l'axe principal, passe par deux petites droites focales perpendiculaires qui rencontrent l'axe secondaire en deux points différents P′ et P″.

Premier cas. — Considérons d'abord un rayon PI (*fig.* 1)

Fig. 1.



dont le point d'incidence I sur la première face O de la lentille est dans la même section principale que le point lumineux, à une distance h du sommet O. La direction du rayon réfracté II′ rencontre en P_1 l'axe secondaire. La direction du rayon émergent I′R le rencontre en P′ qui est un point de la première focale du point P. Désignons par i et r les angles d'incidence et de réfraction pour la première réfraction, par i' et r' pour la seconde. Posons

$$\text{IPO} = \varepsilon, \quad \text{ICO} = \omega, \quad \text{OP} = p, \quad \text{OP}_1 = p_1, \quad \text{OP}' = p',$$
$$\text{OC} = \text{R}, \quad \text{O'C'} = \text{R}'.$$

En négligeant les quantités d'ordre supérieur au premier, les

angles ε et ω s'expriment par

$$\varepsilon = \frac{h\cos\alpha}{p}, \qquad \omega = \frac{h}{R}.$$

On a donc

$$i = \alpha + \omega - \varepsilon = \alpha + h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p}\right),$$

$$r = \alpha + h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p_1}\right),$$

$$i' = \alpha + h\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\alpha}{p_1}\right).$$

$$r' = \alpha + h\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\alpha}{p'}\right).$$

En exprimant les relations

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin r'}{\sin i'},$$

on obtient

$$n = \frac{\sin\alpha + h\cos\alpha\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p}\right)}{\sin\alpha + h\cos\alpha\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p_1}\right)} = \frac{\sin\alpha + h\cos\alpha\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\alpha}{p'}\right)}{\sin\alpha + h\cos\alpha\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\alpha}{p_1}\right)}.$$

En combinant ces rapports par soustraction de leurs termes, on obtient

(1) $$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{n-1}{\cos\alpha}\left(\frac{1}{R'} - \frac{1}{R}\right) = \frac{1}{f\cos\alpha},$$

f étant la distance focale principale de la lentille.

Les rayons émergents contenus dans le plan de la section concourent donc au point P′.

Si l'on coupe la lentille par une série de plans parallèles à celui de la figure, les rayons émergents qui rencontrent la lentille dans chacune de ces sections auront un point commun voisin de P′, mais situé en dehors du plan de la figure. Le lieu de ces points constitue la première focale perpendiculaire au plan de la section principale (1).

(1) Considérons en particulier tous les points lumineux qui satisfont à la condition

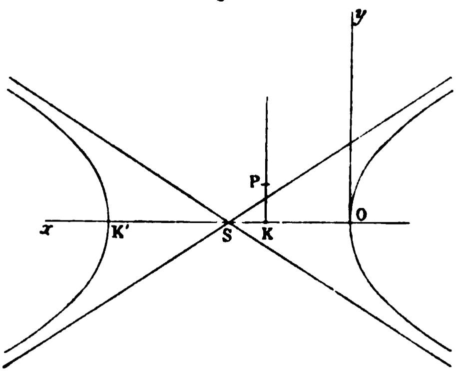
$$p = q\cos\alpha,$$

q étant une constante donnée. Le lieu de ces points est une sphère de diamètre q,

Cherchons à déterminer l'image d'un plan PK, perpendiculaire à l'axe principal (*fig.* 2). Posons $OK = k$. Nous aurons pour tous les points du plan

$$p = \frac{k}{\cos\alpha}.$$

Fig. 2.



L'équation (1) devient

$$\frac{1}{p'} = \frac{\cos\alpha}{k} - \frac{1}{f\cos\alpha}. \tag{3}$$

Cette équation définit le lieu des points P' en coordonnées polaires. Passons aux coordonnées rectilignes, en prenant pour axes l'axe principal et la tangente au sommet de la lentille dans le plan de la section considérée. En désignant par k' la distance conjuguée de k, qui est définie par

$$\frac{1}{k'} = \frac{1}{k} - \frac{1}{f},$$

---

ayant son centre sur l'axe principal et le rencontrant au sommet O et au point Q défini par $OQ = q$.

L'equation (1) prend la forme

$$\frac{1}{p'} = \frac{1}{\cos\alpha}\left(\frac{1}{q} - \frac{1}{f}\right) = \frac{1}{q'\cos\alpha}$$

ou

$$p' = q'\cos\alpha, \tag{2}$$

q' étant la distance conjuguée de q. Le lieu des images P, c'est-à-dire l'image de la sphère-objet, est donc aussi une sphère de diamètre q', passant par O et par le foyer conjugué Q' du point Q.

nous aurons l'équation suivante

$$(4) \qquad \frac{x^2}{k'} - \frac{y^2}{f} - x = 0.$$

Discussion : A. *Lentilles convergentes* $f > 0$. — 1° Pour $k' > 0$, c'est-à-dire dans le cas des images virtuelles, l'équation représente une hyperbole (*fig.* 2), qui, en tournant autour de l'axe principal, engendre un hyperboloïde de révolution à deux nappes. Ses sommets sont l'origine et l'image K′ du point K. Le coefficient angulaire de ses asymptotes est $\pm\sqrt{\frac{f}{k'}}$. Pour tous les axes secondaires dont le coefficient angulaire est compris entre ces limites, c'est-à-dire pour toute la partie de l'objet intéressante dans la pratique, l'image est fournie par la nappe de gauche. Cette image est donc convexe vers la direction de la lumière. Son rayon de courbure au sommet K′ a pour valeur $r = \frac{f}{2}$. Il est égal à la moitié de la distance focale de la lentille et ne dépend pas de la position du plan-objet.

2° Pour $k' < 0$, cas des images réelles, l'équation de la courbe méridienne représente une ellipse passant encore par le sommet O et par le point K′, et ayant pour rapport d'axes $\sqrt{-\frac{f}{k'}}$. La partie utile qui avoisine le sommet K′ est encore convexe du côté où va la lumière et a pour rayon de courbure $\frac{f}{2}$.

3° Pour $k = f$ et $k' = \infty$, le plan-objet est le premier plan focal principal. L'équation se réduit à

$$y^2 = -fx.$$

Elle représente une parabole de sommet O tournée vers les x négatifs. Les parties utiles de la surface correspondante sont les parties les plus éloignées.

B. *Lentilles divergentes.* $f < 0$. — L'équation représente une ellipse pour $k' > 0$, une hyperbole pour $k' < 0$, une parabole tournée vers les x positifs pour $k' = \infty$ ou $k = f$.

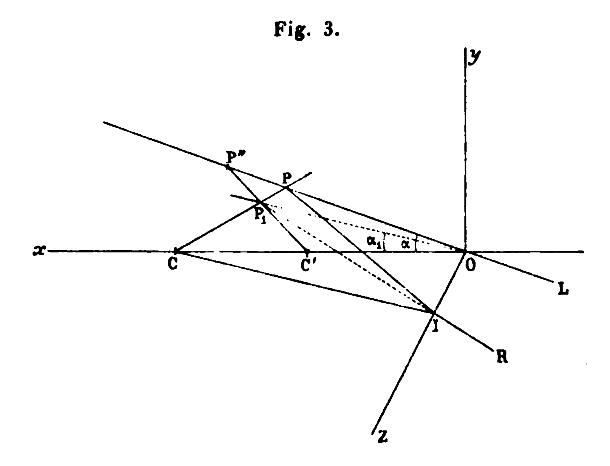
On reconnaîtra aisément que la partie utile de la surface est toujours la partie voisine du sommet K′, et que sa concavité est

toujours, dans ce cas, tournée dans le sens de la propagation de la lumière. Le rayon de courbure au sommet a encore la valeur $\frac{f}{2}$.

Second cas. — Le point d'incidence I est dans une section principale xOz perpendiculaire à celle du point lumineux.

Imaginons qu'on décrive un cône de révolution en faisant tourner la direction PO autour de PC (*fig.* 3). Le plan POz,

Fig. 3.



perpendiculaire au plan POC, est tangent à ce cône, suivant la génératrice PO. Donc toute direction PI joignant le point P à un point I de Oz très voisin de O peut être considérée comme une génératrice du cône. Les rayons incidents PO, PI font donc des angles d'incidence POC, PIC égaux entre eux. Les rayons OL, IR réfractés par la première surface, respectivement contenus dans les plans POC, PIC, font aussi des angles de réfraction égaux et concourent en un même point P_1 de la droite CP, qui est pour ces rayons le foyer conjugué de P par rapport à la première face.

Pour une raison semblable, le foyer conjugué P'' de P_1, par rapport à la seconde face, est situé à l'intersection de la direction P_1C' qui joint ce point au centre de la seconde face avec celle de l'axe secondaire OP.

En considérant les rayons qui rencontrent la face d'entrée de la lentille sur une série de plans parallèles à xOz, on obtient une droite focale perpendiculaire à OP'' et contenue dans le plan xOy.

L'angle $P_1 O x = \alpha_1$ est déterminé par

$$\sin\alpha_1 = \frac{\sin\alpha}{n}, \qquad \cos\alpha_1 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}}.$$

Posons

$$OP = \rho, \qquad OP' = \rho'.$$

L'équation de la droite PC est

$$(\rho\cos\alpha - R)y = \rho\sin\alpha(x - R).$$

Celle de la droite $P_1 O$ est

$$y = x \operatorname{tang}\alpha_1 = x\frac{\sin\alpha}{n\cos\alpha_1}.$$

En éliminant y entre ces deux équations, on obtient l'abscisse x_1 du point P_1

$$\frac{1}{x_1} = \frac{1}{R}\left(1 - \frac{\cos\alpha}{n\cos\alpha_1}\right) + \frac{1}{n\rho\cos\alpha_1}.$$

En égalant cette expression de $\frac{1}{x_1}$ à l'expression analogue que l'on obtient en exprimant que P_1 est l'intersection des droites $P''C'$ et $P_1 O$, on a

$$(5) \qquad \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho'} = (n\cos\alpha_1 - \cos\alpha)\left(\frac{1}{R'} - \frac{1}{R}\right) = \frac{n\cos\alpha_1 - \cos\alpha}{n-1}\,\frac{1}{f};$$

cette équation étant différente de l'équation (1), les points P' et P'' sont différents, sauf pour les points de l'axe principal ([1]).

En posant

$$\rho = \frac{k}{\cos\alpha},$$

pour avoir l'image d'un plan perpendiculaire à l'axe principal et exprimant k à l'aide de k', on obtient

$$(6) \qquad \frac{1}{\rho'\cos\alpha} = \frac{1}{k'} + \frac{n(\cos\alpha - \cos\alpha_1)}{(n-1)\cos\alpha}\,\frac{1}{f},$$

([1]) On trouverait aisément, comme dans le premier cas, une famille de sphères ayant leurs centres sur l'axe principal et dont les images sont des sphères ayant leurs centres sur ce même axe. Mais ces sphères ne passent pas par le sommet de la lentille.

ou, en passant aux coordonnées rectilignes,

$$(7)\quad \begin{cases} f[(n-1)f+2nk']x^2 \\ \quad -(n+1)k'^2y^2-2fk'[(n-1)f+nk']x+(n-1)f^2k'^2=0. \end{cases}$$

La courbe méridienne de la surface focale est donc encore une conique ayant son centre sur l'axe principal qu'elle rencontre aux points

$$x'=k' \qquad \text{et} \qquad x=\frac{(n-1)fk'}{(n-1)f+2nk'}.$$

La partie utile est la partie voisine du sommet K'. La convexité dans le cas des lentilles convergentes et la concavité dans le cas des lentilles divergentes sont encore tournées du côté vers lequel se propage la lumière; et le rayon de courbure, au sommet, a toujours pour valeur

$$r'=\frac{n}{n+1}f.$$

En prenant pour l'indice du verre la valeur $\frac{3}{2}$, on a

$$r'=\frac{3}{5}f, \qquad r'-r=\frac{f}{10}=\frac{r}{5}.$$

Les rayons de courbure des deux surfaces focales ne diffèrent que du cinquième de la valeur du plus petit; ces deux surfaces sont donc assez rapprochées au voisinage du sommet pour qu'on ait l'illusion d'une image nette sur une étendue notable.

Discussion : A. *Lentilles convergentes* $f>0$. — Suivant que la valeur de k' est supérieure, égale ou inférieure à $-\frac{n-1}{2n}f$, la courbe méridienne est une hyperbole, une parabole orientée vers les x positifs ou une ellipse. Le premier cas comprend toutes les images virtuelles, le dernier toutes les images réelles fournies pour un objet réel. Pour $k'=\infty$ et $k=f$, on a encore les parties éloignées d'une parabole orientée vers les x négatifs.

B. *Lentilles divergentes* $f<0$. — Il suffit de renverser dans ce cas les conclusions qui précèdent. Un plan-objet réel donne toujours comme image un ellipsoïde.

Système de lentilles infiniment minces. — Tous les résultats que nous venons d'exposer sont applicables à un système centré de plusieurs lentilles infiniment minces qui se touchent. Le rayon de courbure des surfaces focales est déterminé par les mêmes formules, à la condition de prendre pour $\frac{1}{f}$ la convergence du système qui est la somme de celles des lentilles composantes ([1]).

Application physiologique. — Le second point nodal de l'œil est voisin de la face postérieure du cristallin. L'axe secondaire du faisceau venant d'un point lumineux traverse donc toujours la région centrale du cristallin, c'est-à-dire que cet organe est sensiblement placé dans les conditions que nous avons supposées pour nos lentilles. Il en est autrement de la cornée qui est éloignée du premier point nodal de l'œil et se trouve ainsi traversée en des régions différentes par les faisceaux venant des divers points du champ ([2]). Il est donc possible que, dans un œil normal, la forme de la cornée soit propre à compenser plus ou moins complètement la courbure des images. Mais le cristallin, considéré isolément, doit donner à l'image d'un objet plan une forme convexe vers la rétine et d'un rayon de courbure comparable à la moitié de sa distance focale. Il serait intéressant d'examiner si la courbure de la fosse centrale est en rapport avec ce phénomène.

Astigmatisme des miroirs. — L'axe du faisceau réfléchi correspondant à un point lumineux P est le rayon réfléchi OR qui passe par le sommet du miroir (*fig.* 4). Les deux droites focales

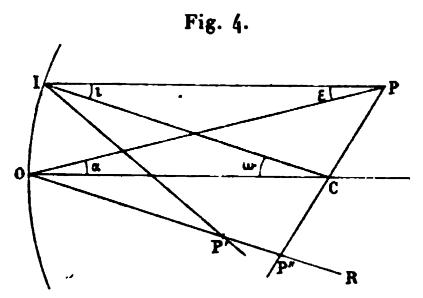
([1]) Ces résultats sont indépendants de l'aberration de sphéricité qui peut superposer ses effets à ceux que nous venons d'étudier, puisque nous n'avons considéré que les rayons centraux. La théorie demeure donc applicable, quelle que soit la forme des surfaces de révolution formant les faces des lentilles, pourvu qu'elles ne présentent pas de points singuliers, car on peut légitimement substituer à ces surfaces les sphères osculatrices à leurs sommets.

Mais elle ne s'applique pas sans réserves à un système de lentilles épaisses ou écartées les unes des autres, car les faisceaux lumineux venant des divers points du champ traversent, en général, ces lentilles en des régions différentes de leurs faces, et la forme de la courbure peut, dès lors, intervenir pour modifier les résultats.

([2]) On peut s'en assurer en passant devant l'œil un petit corps opaque, comme un crayon, qui cache successivement les objets placés dans le champ de l'œil.

rencontrent sa direction en deux points P′ et P″ qu'il s'agit de déterminer.

Fig. 4.



Premier cas. — Le point d'incidence I est dans la section principale du point P. En égalant les angles d'incidence et de réflexion évalués comme nous l'avons fait plus haut, on trouve

$$\alpha + h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p}\right) = \alpha - h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p'}\right),$$

ou en effectuant le calcul

$$(8) \qquad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f\cos\alpha}.$$

Cette formule ne diffère de celle des lentilles que par le signe de p' dont le changement correspond au changement de sens dû à la réflexion. On en déduit aisément que les surfaces focales de première espèce sont les mêmes respectivement pour les miroirs concaves et convexes que pour les lentilles convergentes et divergentes. Leur rayon de courbure au sommet est encore $\frac{f}{2}$.

Deuxième cas. — Le point d'incidence est dans une section principale perpendiculaire à celle du point P. On voit, en raisonnant comme dans le cas des lentilles, que le point de concours P″ est sur l'axe secondaire PC. En posant

$$OP = \rho, \qquad OP'' = \rho',$$

on trouve, par l'application des propriétés de la bissectrice OC dans le triangle POP″,

$$(9) \qquad \frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'} = \frac{\cos\alpha}{f}.$$

En prenant comme objet le plan

$$\rho = \frac{k}{\cos\alpha},$$

on trouve comme image le lieu

$$\rho' = \frac{k'}{\cos\alpha},$$

c'est-à-dire un second plan perpendiculaire à l'axe principal.

Les deux surfaces focales d'un plan sont donc un plan et une surface de rayon de courbure $\frac{f}{2}$ à son sommet, où elle est tangente au plan. Ces deux surfaces sont beaucoup plus écartées l'une de l'autre que dans le cas des lentilles. La netteté des images fournies par les miroirs doit donc décroître plus vite que celle des images fournies par les lentilles, quand on considère des régions qui s'écartent de l'axe principal. Cette conclusion est vraie quelle que soit la forme du miroir, même s'il est parabolique.

ABAQUES RELATIFS A LA POLARISATION ELLIPTIQUE;

PAR M. A. LAFAY.

1. Dans cette Note je me propose d'indiquer la construction de deux types d'abaques, qui, par suite de la facilité avec laquelle on peut les exécuter et du nombre relativement assez grand de formules qu'ils permettent de représenter, me semblent susceptibles d'intéresser les physiciens.

Bien que ces constructions d'abaques ne soient que de simples applications des principes généraux de la *Nomographie* [1], je vais les déduire ici de deux théorèmes de géométrie élémentaire bien connus.

2. *Soit* ABI *un triangle dont la base* AB *est divisée par un point* C *dans le rapport* $\frac{k}{k'}$; *les points* a, b *et* c, *respectivement*

---

(1) M. D'OCAGNE, *Nomographie*, Chap. IV. Paris, 1891.

pris sur AI, BI *et* CI, *sont en ligne droite si l'on a*

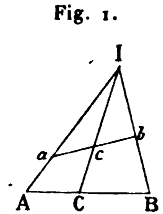
$$k\frac{Aa}{aI} + k'\frac{Bb}{bI} = (k+k')\frac{Cc}{cI}.$$

Déterminons sur AI des points a tels que l'on ait

$$\frac{Aa}{aI} = \frac{1}{k}f(\alpha),$$

et inscrivons à côté la valeur correspondante de l'argument α de $f(\alpha)$.

Fig. 1.



De même, sur CI et BI écrivons γ et β en face des points déterminés par les relations

$$\frac{Bb}{bI} = \frac{1}{k'}\varphi(\beta), \qquad \frac{Cc}{cI} = \frac{1}{k+k'}\psi(\gamma).$$

Trois nombres α, β, γ, situés en ligne droite, vérifieront l'équation

$$f(\alpha) + \varphi(\beta) = \psi(\gamma). \tag{1}$$

Si R désigne le rayon du cercle circonscrit au triangle, on aura

$$(2)\quad \begin{cases} Aa = 2R\sin B\,\dfrac{f(\alpha)}{f(\alpha)+k}, \qquad Bb = 2R\sin A\,\dfrac{\varphi(\beta)}{\varphi(\beta)+k'}, \\ Cc = 2R\,\dfrac{\sqrt{k'^2\sin^2 A + k^2\sin^2 B - 2kk'\sin A\sin B\cos(A+B)}}{k+k'}\,\dfrac{\psi(\gamma)}{\psi(\gamma)+k+k'}. \end{cases}$$

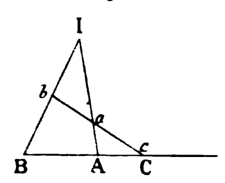
3. Le second théorème n'est autre que celui de Menelaüs; *a, b, c désignant trois points en ligne droite respectivement pris sur les côtés* AI, BI *et* BA *d'un triangle* ABI, *on a*

$$\frac{Aa}{aI}\,\frac{Ib}{bB} = \frac{Ac}{Bc},$$

et, en posant

$$\frac{\mathrm{A}a}{a\mathrm{I}} = \frac{f(\alpha)}{k}, \qquad \frac{\mathrm{I}b}{b\mathrm{B}} = \frac{\varphi(\beta)}{k'}, \qquad \frac{\mathrm{A}c}{\mathrm{B}c} = \frac{\psi(\gamma)}{kk'},$$

Fig. 2.



on arrive à l'abaque de l'équation

$$(3) \qquad f(\alpha)\,\varphi(\beta) = \psi(\gamma),$$

avec

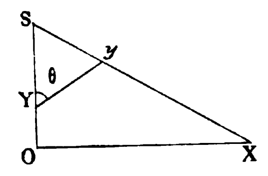
$$(4) \qquad \begin{cases} \mathrm{A}a = 2\mathrm{R}\sin\mathrm{B}\,\dfrac{f(\alpha)}{f(\alpha)+k}, \qquad \mathrm{I}b = 2\mathrm{R}\sin\mathrm{A}\,\dfrac{\varphi(\beta)}{\varphi(\beta)+k'}, \\ \mathrm{A}c = -\,2\mathrm{R}\sin(\mathrm{A}+\mathrm{B})\,\dfrac{\psi(\gamma)}{\psi(\gamma)-kk'}. \end{cases}$$

4. Les formules (2) et (4), qui déterminent la graduation des différentes échelles des abaques précédents, sont de la forme

$$(5) \qquad \mathrm{Y}y = \mathrm{M}\,\frac{f(x)}{f(x)+\mathrm{R}}.$$

Prenons sur une droite, à partir d'une origine fixe O, une lon-

Fig. 3.



gueur $\mathrm{OX} = f(x)$ et élevons en O une perpendiculaire OS égale à l'unité; puis, par un point Y, pris sur SO à une distance de S

$$\mathrm{SY} = \mathrm{M}\cos\theta,$$

traçons une droite qui fasse avec OS l'angle θ dont la tangente est égale à R.

SO et SX détermineront sur cette droite le segment Yy donné par la formule (5).

Le paramètre M est un facteur d'amplification dépendant de l'échelle du dessin et de la forme adoptée pour le triangle fondamental; R, au contraire, est indépendant et sert à répartir de la façon la plus avantageuse la graduation en x.

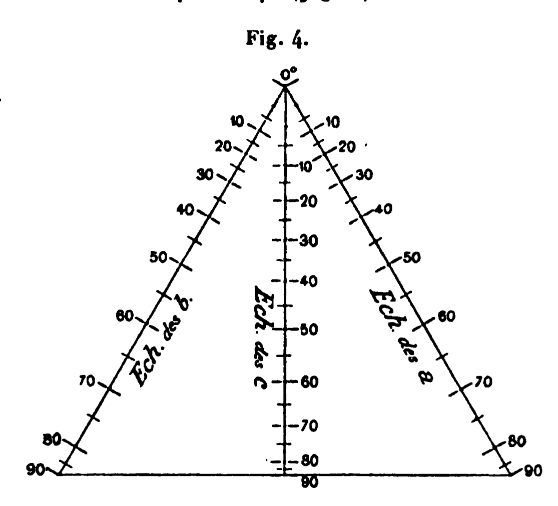
Les difficultés d'établissement des abaques (1) et (3) se trouvent ainsi divisées; on choisira d'abord k et k' de manière à favoriser autant que possible les régions utiles des graduations, on déterminera ensuite l'échelle du dessin et la forme du triangle qui conviennent le mieux.

Il est d'ailleurs inutile d'insister sur le caractère projectif de la relation (5) qui permet d'effectuer tous les tâtonnements en s'aidant de constructions géométriques très simples.

5. Nous avons appliqué les considérations précédentes en construisant les abaques des deux formules

(1′) $$\begin{cases} -\log\sin\alpha - \log\sin\beta = -\log\sin\gamma, \\ \text{c'est-à-dire} \\ \sin\alpha\sin\beta = \sin\gamma \quad (\textit{fig. } 4) \end{cases}$$

Fig. 4.



et

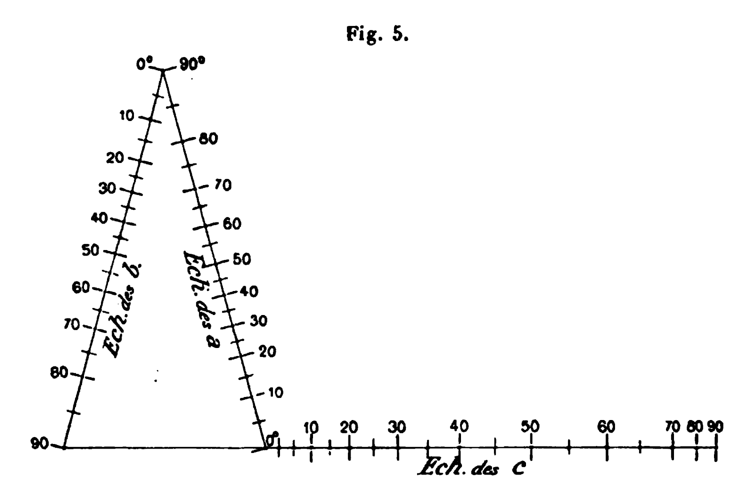
(2′) $$\tang\alpha\tang\beta = \sin\gamma, \quad (\textit{fig. } 5),$$

qui sont les deux types auxquels se ramènent les relations bien connues

$$\cos 2I \cos 2\theta = \cos 2i \quad \text{et} \quad \tan\delta = \frac{\tan 2I}{\sin 2\theta},$$

qui lient les éléments principaux de la vibration elliptique (1).

Fig. 5.



Les formules (1′) et (2′) permettent aussi la résolution du triangle sphérique rectangle, c'est-à-dire du triangle qui se présente le plus souvent dans les transformations de coordonnées rendues nécessaires par l'emploi des appareils usuels qui ont généralement leurs principaux axes de rotation orthogonaux.

DE VISSER. — Application de la formule de Clapeyron à la fusion. Expériences avec le manocryomètre. Une expérience de cours; *Recueil des travaux chimiques des Pays-Bas*, t. XII, p. 100-140.

Dans ce Mémoire, M. de Visser s'est proposé de donner une vérification expérimentale de la formule de Clapeyron dans le cas de la fusion.

---

(1) Mascart, *Traité d'Optique*, t. I, p. 218.

La première Partie est consacrée à une analyse critique des travaux de Thomson, Bunsen, Dewar, Battelli, Goossens, Damien et Ferche sur la question. La conclusion de cette étude est la suivante : Tous les résultats obtenus par ces physiciens ne constituent qu'une vérification en quelque sorte qualitative de la formule; les variations de la température de fusion avec la pression se produisent dans le sens indiqué par la théorie.

Mais il y aurait un intérêt considérable à avoir, dans le cas de la fusion, une vérification quantitative de la formule de Clapeyron. C'est ce qu'a entrepris M. de Visser avec l'acide acétique.

Ce corps a été purifié avec le plus grand soin : il est alors incolore, limpide et tout à fait homogène. Ses constantes sont, dans cet état, les suivantes :

Point de fusion sous la première normale :

16,5965 C. (thermomètre à hydrogène).

Densité de l'acide acétique à son point de fusion, en fonction de la densité de l'eau à la même température 1,05430

En admettant 1,001096 pour le volume spécifique de l'eau à cette température, nous avons :

Masse de l'unité de volume de l'acide acétique liquide, à son point de fusion 1,05315

Par suite :

Volume spécifique de l'acide acétique liquide à son point de fusion 0,94953

M. de Visser a déterminé directement par l'expérience :

1° $\frac{dT}{dp}$ avec l'appareil désigné sous le nom de *manocryomètre;*

2° $\frac{v_1 - v_2}{L}$ avec un calorimètre à acide acétique tout à fait analogue au calorimètre à glace de Bunsen.

Le manocryomètre a une forme tout à fait analogue à celle de l'appareil qui a servi à Bunsen pour étudier l'influence de la pression sur les températures de fusion de la paraffine et du blanc de baleine. Toutefois, la variation de pression n'est pas produite

par la dilatation thermique du mercure, mais par le système lui-même qui se transforme. L'acide acétique solide, contenu dans un réservoir, augmente de volume au moment de la fusion, repousse la colonne de mercure et comprime de l'air contenu dans un tube capillaire soigneusement jaugé et jouant le rôle de manomètre à air comprimé. Si l'on maintient la température constante, le système ne tardera pas à prendre un état d'équilibre, et alors la température considérée sera la température de fusion sous la pression mesurée au manomètre. M. de Visser a trouvé :

En opérant entre 1 et 12 atmosphères...... $\frac{dT}{dp} = 0{,}02425$

» entre 12 et 26 atmosphères...... $\frac{dT}{dp} = 0{,}02401$

La quantité $\frac{v_1 - v_2}{L}$ a été déterminée avec un calorimètre de Bunsen dans lequel l'eau et la glace ont été remplacées par de l'acide acétique liquide et solide. De plus, pour éviter les variations de température, ce calorimètre était contenu à l'intérieur d'un second calorimètre identique, mais de dimensions beaucoup plus grandes. On opère de la manière suivante :

On choisit deux tubes de verre identiques dont l'un est rempli d'un poids connu d'eau et dont l'autre est vide; ces deux tubes sont chauffés dans une étuve Regnault. On fait tomber le tube vide dans le calorimètre à acide acétique; après une demi-heure, on pèse le mercure écoulé; on retire alors le tube du calorimètre et on laisse celui-ci en repos pendant un quart d'heure. On fait ensuite tomber le tube rempli d'eau dans le calorimètre; après une demi-heure, on pèse le mercure écoulé; on retire le tube du calorimètre et l'on répète les manipulations avec le tube vide.

Soient a, b, c les masses du mercure écoulé dans les trois déterminations précédentes,

$$b - \frac{a+c}{2}$$

représente la masse de mercure écoulé pour la quantité d'eau contenue dans le tube : cette expression est proportionnelle à $v_1 - v_2$.

D'autre part, la quantité Q de chaleur fournie au calorimètre

résulte immédiatement de la connaissance de la masse d'eau contenue dans le tube et de ses températures initiale et finale : cette quantité de chaleur est proportionnelle à L de telle sorte que l'on a

$$\frac{v_1 - v_2}{L} = \frac{\frac{1}{d}\left(b - \frac{a+c}{2}\right)}{Q},$$

en désignant par d la densité du mercure dans les conditions de l'expérience. M. de Visser a trouvé la valeur moyenne

$$\frac{v_1 - v_2}{L} = 0^{mc},0000034425.$$

Enfin, l'auteur a vérifié ce dernier résultat en déterminant :

$v_1 - v_2$ au moyen d'un dilatomètre,
L en déterminant les chaleurs de dissolution dans l'eau des acides acétique, solide et liquide, à la température de solidification de l'acide acétique.

Il a trouvé, par cette méthode indirecte et inférieure à la précédente,

$$\frac{v_1 - v_2}{L} = 0^{mc},0000034374.$$

Enfin si, dans la formule de Clapeyron, on remplace $\frac{v_1 - v_2}{L}$ par la valeur trouvée par l'expérience, on trouve

$$\frac{dT}{dp} = 0,02421\,C,$$

valeur qui ne diffère que de $0,00004\,C$. de la valeur moyenne de $\frac{dP}{dp}$ trouvée entre 1 et 12 atmosphères.

La formule de Clapeyron peut donc être considérée comme vérifiée.

Expérience de cours montrant l'influence exercée sur le point de fusion par un changement de pression. — On se procure un tube étroit à parois très fortes (par exemple, rayon intérieur du tube $= 1^{mm}$, épaisseur des parois $= 6^{mm}$); on soude à la lampe l'une des extrémités et l'on étire l'autre en ayant soin de

laisser les parois aussi fortes que possible; le tout ne dépasse pas une longueur de $0^{m},15$.

Le tube est plongé entièrement dans de l'acide acétique pur, contenu dans une éprouvette, de façon que l'acide recouvre l'extrémité capillaire. On fait le vide et l'on rétablit ensuite la pression atmosphérique; en répétant cette manipulation, on arrive à faire le vide dans le tube et à y faire entrer une quantité d'acide acétique qui le remplisse.

On retire le tube de l'éprouvette que l'on bouche de nouveau par un bouchon en caoutchouc, muni d'un trou, par lequel on fait entrer l'extrémité capillaire du tube dans l'acide acétique. On refroidit le tube au moyen d'éther, puis, la plus grande partie de l'acide étant solidifiée, on retourne le tube. L'acide continuant à se solidifier de l'air rentre dans le tube. Enfin, on ferme le tube à la lampe.

En chauffant le tube ainsi préparé, on constate que l'acide reste en grande partie solide à une température où, sous pression normale, il aurait été déjà fondu.

On a pu, par cette manière d'opérer, élever le point de fusion de l'acide acétique jusqu'à 40°. L. Marchis.

A. SADOVSKY. — Sur la résistance du bismuth au courant variable (*Journal de la Société Physico-Chimique Russe*, Vol. XXVI, n° 2; 1894).

On sait que la résistance C du bismuth au courant constant s'élève sous l'influence d'un champ magnétique suivant une loi qui dépend à la fois de l'intensité F du champ et de son orientation par rapport au courant [1]. Cet effet est très considérable puisque la résistance peut être augmentée de moitié dans un champ d'environ 12000 C.G.S. Il doit être rapporté à un changement de constitution du bismuth sous l'influence du champ

---

[1] Righi, *Atti della R. Accademia dei Lincei;* nov. 1883. — *Journal de Physique*, 2° série, t. III, p. 355; 1884.
Leduc, *Journal de Physique*, 2° série, t. III, p. 363; 1884.

magnétique puisqu'on observe, en même temps, une variation de la conductibilité calorifique (1).

Si le courant qui parcourt le bismuth au lieu d'être constant est oscillant, la résistance a une valeur O qui, en dehors du champ magnétique ou dans un champ parallèle au fil de bismuth, est inférieure à C. Mais, si le fil est perpendiculaire aux lignes de force d'un champ supérieur à 6000 C.G.S., la résistance O est plus grande que C; la différence O — C croît alors assez rapidement avec F, et atteint la valeur +0,070 dans un champ de 16000 C.G.S. tandis qu'en dehors du champ elle est seulement —0,0023. Ces effets n'ont pas reçu d'explication. Ils ne sont pas dus à la self-induction, car ils sont indépendants de la forme de la spirale de bismuth. Ils ne dépendent pas davantage de phénomènes thermo-électriques (2).

I. M. Sadovsky reprend d'abord la *détermination de la différence* O — C, soit en dehors du champ, soit dans le champ qu'il ne cherche pas à faire varier, et en étudiant seulement l'*influence du nombre d'interruptions* du circuit primaire de la bobine dont le secondaire fournit le courant oscillant. Il emploie le dispositif de M. Lenard, c'est-à-dire mesure la résistance du bismuth au moyen d'un pont de Wheatstone (du système cylindrique de Kohlrausch) en amenant un galvanomètre à l'immobilité pour le courant constant et un téléphone au minimum de bruit pour le courant oscillant. Il substitue seulement à l'interrupteur automatique employé par M. Lenard une roue dont les dents, venant successivement au contact d'un ressort, produisent 100 à 2000 interruptions par seconde, suivant la vitesse de rotation de la roue. Il parvient à rendre le minimum de bruit du téléphone assez faible pour être imperceptible, et lit les deux positions du contact du pont cylindrique pour lesquelles le bruit apparaît et disparaît. A mesure que le nombre d'interruptions croît, il faut augmenter le nombre d'éléments de pile du circuit primaire afin de com-

(1) Leduc, *Thèse de Doctorat;* 1888.

(2) Ph. Lenard, *Wiedemann's Annalen,* t. XXXIX, p. 619-646; 1890. — *Journal de Physique,* 2e série, t. X, p. 569; 1891.

Zahn, *Wiedemann's Annalen,* t. XLII, p. 350-351; 1891.

penser la diminution du courant induit. Cette compensation ne peut être rigoureuse; mais l'auteur s'est assuré que l'amplitude d'oscillation du courant induit peut varier dans de larges limites sans influer sur O — C.

Le résultat des *expériences en dehors du champ* est que : si le nombre d'interruptions du circuit primaire augmente de 100 à 2000, la valeur de C — O augmente de 0,0012 à 0,0028, C étant pris pour unité. Les écarts d'observation sont inférieurs à $\pm \frac{1}{1000}$ de C, ce qui fait $\pm \frac{1}{3}$ ou $\frac{1}{6}$ de O — C. L'auteur réduit cette erreur relative en corrigeant ses résultats par la construction d'une courbe. M. Zahn avait trouvé : O — C = — 0,0011, et M. Lenard, opérant avec 10000 oscillations par seconde, avait trouvé : O — C = — 0,0023.

Les *expériences dans le champ magnétique* sont faites en plaçant le fil de bismuth normalement au champ du grand électro-aimant de l'Université de Saint-Pétersbourg, dans lequel circule un courant de 20 ampères. Ce champ est assez puissant pour multiplier par 2,2 la résistance du bismuth au courant constant, tandis que cette résistance était multipliée par 1,74 au plus (champ maximum : 16000 C.G.S.) dans les expériences de M. Lenard. Les variations du champ magnétique pendant la durée des expériences ont empêché M. Sadovsky de faire des mesures de quelque valeur. Mais il indique ce résultat qualitatif : O — C dépend encore du nombre N d'interruptions du circuit primaire; d'ailleurs, quoique O — C soit ici au moins dix fois égal à sa valeur dans un champ nul (par exemple O — C = 0,02), *ses variations avec* N *ne sont pas plus notables qu'en dehors du champ;* par suite : O — C *ne s'annule pour aucune valeur du nombre* N *d'interruptions aussi bien dans le champ qu'en dehors du champ.* M. Lenard avait indiqué, au contraire, que O — C, sensible pour 10000 *oscillations* du courant par seconde, est inappréciable pour 300 *oscillations.*

II. L'auteur remarque que, d'après ses expériences en dehors du champ, C — O ne semble plus diminuer quand N diminue au-dessous de 400 environ. Cela le conduit à penser que N n'est pas la véritable variable indépendante du phénomène. Si la résistance O au courant oscillant diffère de la résistance C au courant

constant, la raison en est non dans le renversement du courant et dans le nombre de ses oscillations par seconde, mais dans la rapidité $\frac{\partial i}{\partial t}$ de variation du courant; O peut différer de C sans que le courant change de sens : il suffit qu'il soit croissant ou décroissant. D'un raisonnement où il considère la résistance du conducteur pendant que le courant croît ou pendant qu'il décroît, l'auteur tire cette conséquence :

Si les résistances observées d'un corps quelconque aux courants constant et alternatif ne sont pas égales, les résistances aux courants croissant et décroissant ne sont pas égales non plus.

Dans le cas du courant oscillant, la résistance du bismuth doit être, comme $\frac{\partial i}{\partial t}$, une fonction périodique du temps; elle n'a pas de valeur définie : elle oscille avec la phase du courant.

Pour vérifier cette dernière prévision relative à la *résistance au courant oscillant,* M. Sadovsky envoie dans le pont le courant sinusoïdal fourni par une machine Gramme, à aimant en fer à cheval, faisant de trois à quatre tours par seconde. L'aiguille du galvanomètre, dont la position est regardée comme définissant, à chaque instant, la résistance du bismuth, doit, comme cette résistance même, osciller synchroniquement avec le courant. L'expérience *faite en plaçant le bismuth dans le champ magnétique* montre qu'on ne peut, en effet, amener l'aiguille à l'immobilité, mais seulement à un minimum d'amplitude assez mal défini d'ailleurs. C'est le phénomène que M. Lenard avait observé, sans l'expliquer, en remplaçant la membrane vibrante de son téléphone par une corde pouvant vibrer à l'unisson de l'interrupteur : *le bismuth étant supposé placé dans le champ magnétique,* la corde conservait toujours une amplitude très nette.

M. Sadovsky explique pourquoi M. Lenard n'observait pas, avec le galvanomètre, de valeur appréciable de O — C pour 300 oscillations par seconde : dans son dispositif, les effets des impulsions exercées sur l'aiguille du galvanomètre pendant que le courant croissait ou décroissait se superposaient à cause de la rapidité de leur succession, et il suffit d'admettre que les impulsions de signes contraires se compensent sensiblement.

Les expériences principales de l'auteur portent sur un *courant*

de signe constant, mais d'intensité variable, afin de mettre en évidence l'influence de $\frac{\partial i}{\partial t}$ conformément à l'hypothèse. Le circuit conduisant dans les côtés du pont demeure constamment fermé et reçoit toujours le courant sinusoïdal de la machine Gramme, quelle qu'en soit la phase. La branche du pont qui renferme le galvanomètre est, en général, ouverte. Mais il suffit d'appuyer sur un ressort r_1 pour que la branche du galvanomètre soit fermée chaque fois qu'un secteur de cuivre de 60°, entraîné par l'axe de la machine Gramme, vient frotter sur un balai, c'est-à-dire pendant $\frac{1}{6}$ de chaque période du courant. Un second ressort r_2 permet d'établir la fermeture par l'intermédiaire d'un second secteur décalé de 60° par rapport au premier. Si le premier mode de fermeture (ressort r_1) correspond par exemple au premier sixième de chaque période (courant croissant), le second mode (ressort r_2) correspond au sixième suivant (courant maximum). Tel est le rôle de cette sorte de *disjoncteur* double tournant synchroniquement avec la machine.

Cela étant, on amène le galvanomètre à demeurer immobile quand on presse sur r_1, c'est-à-dire qu'on équilibre le pont pour le cas, par exemple, du courant maximum. On presse alors le ressort r_2 (courant décroissant); aussitôt le galvanomètre dévie de 3^{mm} à 10^{mm} (sur l'échelle) suivant l'intensité du courant de la machine, *en supposant le bismuth normal au champ magnétique intense dont on a déjà parlé.* Il est clair que, grâce au système des deux ressorts du disjoncteur, on passe assez rapidement d'un cas à l'autre pour ne pas avoir à redouter une variation de température du bismuth capable de masquer le phénomène. *La résistance au courant décroissant diffère donc de la résistance au courant maximum, quand le bismuth est dans le champ magnétique.*

Mais, si l'on cesse d'exciter l'électro-aimant, la déviation du galvanomètre et, par suite, la différence des deux résistances rentrent dans les erreurs d'observation.

Dans le cas du champ magnétique, la différence des deux résistances se mesure en rétablissant l'équilibre du pont. L'auteur a éliminé toute capacité importante dans les branches du pont. Il s'est assuré, avant de faire les mesures, que la méthode employée

donne le même résultat pour la comparaison des résistances étalons, soit avec un courant constant, soit avec le courant de la machine et le disjoncteur.

M. Sadovsky trouve que, le courant sinusoïdal présentant une fréquence de 3 ou 4 par seconde, *les résistances : c au courant constant, c' au courant croissant, c'' au courant maximum, c''' au courant décroissant, pour le bismuth placé dans le champ magnétique, se placent dans l'ordre :* $c' > c'' > c > c'''$; et, *toute circonstance qui fait croître* $\frac{\partial i}{\partial t}$ (diminution de la résistance du circuit de la machine, accélération du mouvement de la machine) *fait aussi croître* $c' - c''$.

Outre l'influence de $\frac{\partial i}{\partial t}$, l'expérience a montré une *influence très grande de la valeur même de i.* Les expériences déjà faites avec le courant i_0 de la machine sont répétées avec les courants i_1 et i_2 obtenus en disposant 1 ou 2 daniells en série avec la machine; on ramène toujours la résistance totale du circuit à sa valeur initiale R; on conserve la même orientation du disjoncteur sur l'axe de la machine, c'est-à-dire qu'on étudie toujours le même courant croissant, par exemple (résistance c') et le même courant maximum (c'') pour les trois courants i_0, i_1 et i_2; après quoi, l'on déplace le disjoncteur de 60° pour comparer c'' et c''' pour les trois courants i_0, i_1 et i_2. Si e désigne la force électromotrice d'un daniell, quand on passe de i_0 à i_1 et de i_1 à i_2, la sinusoïde du courant est simplement élevée de $\frac{e}{R}$ sans changer de forme; $\frac{\partial i}{\partial t}$ conserve donc la même valeur, mais la valeur de i est plus grande de $\frac{e}{R}$ quand on compare i_1 à i_0 et i_2 à i_1.

Or, l'expérience montre que les trois résistances $c' > c'' > c'''$ se rapprochent de c quand on passe de i_0 à i_1 et de i_1 à i_2.

Ainsi, l'une des spirales de bismuth expérimentées a donné, la machine faisant 3,5 tours par seconde (c'' étant pris pour unité) :

	c'.	c'''.	$c' - c'''$.
i_0.........	1,0045	0,9927	0,0118
i_1.........	1,0011	0,9977	0,0034
i_2.........	1,0009	0,9983	0,0016

Voici les conclusions que l'auteur tire de ses expériences :

1. La différence observée des résistances du bismuth aux courants constant et alternatif a lieu hors du champ magnétique avec 300 oscillations par seconde et peut être observée dans le champ magnétique même avec 3 ou 4 oscillations par seconde.

2. Cette différence dépend du nombre d'oscillations du courant par seconde et augmente hors du champ magnétique en même temps que le nombre d'oscillations.

3. La résistance que le bismuth, placé dans un champ magnétique intense, présente au courant croissant est plus grande et la résistance au courant décroissant est plus petite que la résistance au courant constant. La différence entre ces deux résistances croît avec la rapidité de variation de l'intensité du courant et cette différence diminue quand l'intensité primitive du courant augmente.

M. Sadovsky remarque que ce phénomène n'est pas dû à la self-induction de la spirale de bismuth, car il devrait alors exister en dehors du champ magnétique.

Remarques sur la résistance au courant variable. — Le phénomène très remarquable découvert par M. Sadovsky peut être défini ainsi :

La résistance du bismuth au courant variable augmente et diminue en même temps que $\frac{1}{i}$ et $\frac{\partial i}{\partial t}$.

Il est intéressant d'observer que l'on peut reproduire un phénomène présentant les mêmes caractères en introduisant une self-induction dans une seule des quatre branches latérales d'un pont de Wheatstone. Si la branche du galvanomètre est constamment fermée, l'équilibre du pont est impossible; on peut seulement amener l'aiguille du galvanomètre à un minimum d'amplitude. Mais on peut réaliser l'équilibre si l'on ne ferme la branche du galvanomètre que pendant une partie très faible de chaque période, toujours à la même phase ([1]). Dans ces conditions, la rési-

([1]) Dans les expériences de M. Sadovsky, la fermeture durait pendant une fraction notable ($\frac{1}{4}$) de chaque période et le résultat de la mesure ne peut être qu'une valeur moyenne de la résistance pendant la durée de la fermeture.

stance R de la branche qui renferme la self-induction de coefficient L se trouve augmentée d'une *résistance apparente r* dont le signe et la valeur dépendent de la phase du courant oscillant i qui traverse la branche R au moment où le circuit du galvanomètre se trouve fermé. Il est facile de voir qu'on a

$$r = \frac{L}{i}\frac{\partial i}{\partial t}.$$

On observe donc ici une variation *apparente* de résistance de même sens que $\frac{1}{i}$ et $\frac{\partial i}{\partial t}$.

M. Sadovsky a fait remarquer que le phénomène qu'il a découvert n'est pas dû à un effet de self-induction, au degré d'approximation de ses expériences; mais il pourrait se faire que le rôle de l'énergie $\frac{Li^2}{2}$ de self-induction fût joué par une énergie liée au courant et dépendant d'ailleurs de l'aimantation du métal.

Certaines données font défaut pour discuter le phénomène présenté par le bismuth dans les expériences de M. Sadovsky. Bornons-nous, dans le cas du fer, à prévoir, d'après les seules propriétés magnétiques connues de ce métal, le phénomène qu'on observerait si l'on répétait sur un fil de fer les expériences déjà faites sur le bismuth.

Un fil cylindrique rectiligne de fer, de longueur l et de susceptibilité magnétique k, possède, quand il est parcouru par un courant i, une aimantation circulaire dont l'énergie a pour valeur, d'après Kirchhoff [1], $\pi k l i^2$. Cette énergie peut jouer un rôle comparable à celui de la self-induction en augmentant de $2\pi k l$ le coefficient de self-induction [2].

Pour avoir l'ordre de grandeur de la variation correspondante de la résistance apparente, on peut s'appuyer directement sur des expériences de Klemenčič, dans lesquelles la valeur réelle du coef-

---

(1) Kirchhoff, *Pogg. Annalen*, Ergängzungsband, t. V; 1870.

(2) Cette influence a été étudiée en particulier par :

Villari, *Rendiconti Lombard*, 15 avril 1869.

Lorenz, *Wiedemann's Annalen*, t. VII; 1879.

Voisenat, *Journal de Physique*, 2e série, t. V, p. 278; 1886.

Emden, *Sitzungsber. der K. Bayer. Akad. der Wissensch.*, t. XXII, p. 71-76; 1892.

Ignaz Klemenčič, *Wiedemann's Annalen*, t. LIII, p. 1053; 1894.

ficient de self-induction d'un fil de fer doux, de 1^m de longueur et de 1^{mm} de rayon, atteignait jusqu'à 67 fois la valeur calculée, sans tenir compte de l'aimantation circulaire. Pour un fil de fer doux de plusieurs centimètres de longueur et de 1^{mm} de rayon, et par exemple pour quatre oscillations par seconde du courant, la self-induction géométrique ne produirait entre la résistance c au courant constant et la résistance apparente c' au courant croissant qu'une différence de l'ordre des dix-millièmes (relativement à c); la self-induction, calculée d'après l'expérience de Klemenčič, entraînerait une différence $c' - c$ atteignant les centièmes. Cet effet augmenterait d'ailleurs avec le nombre d'oscillations.

Supposons maintenant le fer placé dans un champ magnétique de faible intensité afin que la susceptibilité K y soit grande (K peut s'élever, comme on sait, jusqu'à 250 pour les fers très doux). Si l'on prend, par exemple, $K = 100$, on trouve que la valeur correspondante de $c' - c$, calculée en s'appuyant sur la formule $2\pi K l$, atteint encore quelques centièmes de c; ce résultat serait ici valable même pour un faible courant oscillant.

Un phénomène important intervient en outre dans le cas d'un champ magnétique extérieur. Si le fil de fer est placé normalement au champ, il est par cela même aimanté transversalement. Or on sait que deux aimantations de directions différentes peuvent s'influencer dans leurs variations (¹). Ici l'aimantation circulaire due au courant peut entraîner dans ses variations une portion notable de l'énergie de l'aimantation transversale due au champ.

Ainsi, même avec une self-induction géométrique sans influence appréciable sur la résistance, on peut avoir un effet de variation *apparente* de résistance au courant variable pour le fer placé en dehors du champ magnétique ou dans un champ faible. L'effet dû à la variation de l'énergie d'aimantation circulaire et à la variation corrélative de l'énergie d'aimantation transversale (²)

(¹) D'après Wiedemann, Siemens, etc.
Voir aussi :

P. Janet, *Comptes rendus*, t. CVIII, p. 398; 1889.
Villari, *Il Nuovo Cimento*, t. XXXIII, p. 152, 193 et 241; t. XXXIV, p. 49, et *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. III, p. 575-577; 1894.

(²) Ce n'est là qu'une simple indication du phénomène. Il faudrait en particulier tenir aussi compte de l'hystérésis qui peut accompagner les variations périodiques de l'énergie d'aimantation.

doit tendre d'ailleurs à disparaître en même temps que la susceptibilité magnétique K du fer tend vers zéro dans les champs très intenses.

G. SAGNAC.

BJERKNESS. — Das Eindringen electrischer Wellen in die Metalle un die electromagnetische Lichttheorie (La pénétration des ondes électriques dans les métaux et la théorie électromagnétique de la lumière); *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 592.

Les oscillations électriques très rapides traversent des plaques métalliques suffisamment minces, elles sont complètement arrêtées par des plaques suffisamment épaisses. L'étude comparative de ces phénomènes avec les phénomènes analogues de l'Optique serait donc d'une grande importance pour la théorie électromagnétique de la lumière.

M. Bjerkness a abordé cette question par une méthode qui n'a pas son analogue en Optique : les résonateurs de même forme géométrique mais de nature différente amortissent différemment les oscillations électriques émises par un excitateur en résonance avec eux; on le constate par la méthode électrométrique décrite dans un travail précédent (1).

Si l'on recouvre un résonateur fait en un métal A d'une couche d'un autre métal B, la déviation électrométrique varie d'une façon continue avec l'épaisseur de la couche; à partir d'une certaine épaisseur ε la déviation électrométrique ne change plus quand l'épaisseur de la couche augmente; cette déviation est sensiblement égale à celle que l'on obtient avec un résonateur géométriquement identique fait avec le métal B. On en conclut que les oscillations électriques pénètrent jusqu'à l'épaisseur ε dans le métal B.

Le dépôt de B sur A se fait électrolytiquement; on déduit l'épaisseur de la couche B de l'accroissement de poids du résonateur.

Les expériences sont faites avec un électromètre formé de deux disques métalliques parallèles de 3^{cm} de diamètre et distante de 1^{cm} entre lesquels peut se déplacer une petite feuille d'aluminium rectangulaire inclinée à 45° sur le disque et suspendue à un fil de

(1) *Die Resonanzerscheinung und das Absorptionsvermögen der Metalle für die Energie electrischer Wellen* (*Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 69. — *Journ. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 460).

quartz sur lequel est fixé un miroir; les disques métalliques portent des bornes auxquelles on attache les extrémités des résonateurs.

Résultats. — Les oscillations émises par un excitateur de Hertz pénètrent à une profondeur de $0^{mm},0143$ dans le cuivre, $0^{mm},023$ à $0^{mm},026$ dans le zinc, $0^{mm},0103$ dans le nickel, $0^{mm},0047$ dans le cobalt, $0^{mm},0043$ dans le fer.

Le pouvoir amortissant des divers métaux pour les oscillations électriques croît avec la conductibilité et la susceptibilité magnétique.

Les ondes électriques pénètrent d'autant plus difficilement les métaux que les vibrations sont plus rapides.

Les résultats concordent avec la théorie de Maxwell au point de vue qualitatif, mais contredisent cette théorie au point de vue quantitatif. Pour faire disparaître ce désaccord il faut faire intervenir la structure moléculaire des corps. R. Swyngedauw.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7ᵉ série, t. IV; avril 1895.

Berthelot. — *Recherches thermochimiques sur les substitutions en Chimie minérale,* p. 433.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série, t. XXXIX; avril 1895.

G. Udny Yule. — *Sur le passage des ondes d'un oscillateur à travers une plaque d'un diélectrique conducteur,* p. 309.

A.-W. Rucker. — *Sur la réalité objective des sons résultants,* p. 341.

H.-N. Allen. — *Mouvements de l'énergie dans un milieu séparant des particules électrisées ou gravitantes,* p. 357.

G. Udny Yule. — *Forme simple d'analyseur harmonique,* p. 367.

S. Skinner. — *La pile de Clark lorsqu'elle produit un courant,* p. 375.

A. Sadowsky. — *Expériences avec des courants alternatifs,* p. 377.

JAMIN (J.), Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, et **BOUTY (E.)**, Professeur à la Faculté des Sciences. — **Cours de Physique de l'École Polytechnique**. 4ᵉ édition, augmentée et entièrement refondue par E. Bouty. 4 forts volumes in-8 de plus de 4000 pages, avec 1587 figures et 14 planches sur acier, dont 2 en couleur; 1885-1891. (*Autorisé par décision ministérielle.*) OUVRAGE COMPLET .... 72 fr.

On vend séparément :

Tome I. — 9 fr.

(*) 1ᵉʳ FASCICULE. — *Instruments de mesure. Hydrostatique*; avec 150 figures et 1 planche .... 5 fr.

2ᵉ FASCICULE. — *Physique moléculaire*; avec 93 figures .... 4 fr.

Tome II. — CHALEUR. — 15 fr.

(*) 1ᵉʳ FASCICULE. — *Thermométrie. Dilatations*; avec 98 figures. 5 fr.

(*) 2ᵉ FASCICULE. — *Calorimétrie*; avec 48 figures et 2 planches. 5 fr.

3ᵉ FASCICULE. — *Thermodynamique. Propagation de la chaleur*; avec 47 figures .... 5 fr.

Tome III. — ACOUSTIQUE; OPTIQUE. — 22 fr.

1ᵉʳ FASCICULE. — *Acoustique*; avec 123 figures .... 4 fr.

(*) 2ᵉ FASCICULE. — *Optique géométrique*; avec 139 figures et 3 planches .... 4 fr.

3ᵉ FASCICULE. — *Étude des radiations lumineuses, chimiques et calorifiques. Optique physique*; avec 249 fig. et 5 planches, dont 2 planches de spectres en couleur .... 14 fr.

Tome IV (1ʳᵉ Partie). — ÉLECTRICITÉ STATIQUE ET DYNAMIQUE. — 13 fr.

1ᵉʳ FASCICULE. — *Gravitation universelle. Électricité statique*; avec 155 figures et 1 planche .... 7 fr.

2ᵉ FASCICULE. — *La pile. Phénomènes électrothermiques et électrochimiques*; avec 161 figures et 1 planche .... 6 fr.

Tome IV (2ᵉ Partie). — MAGNÉTISME; APPLICATIONS. — 13 fr.

3ᵉ FASCICULE. — *Les aimants. Magnétisme. Électromagnétisme. Induction*; avec 240 figures .... 8 fr.

4ᵉ FASCICULE. — *Météorologie électrique. Applications de l'électricité. Théorie générale*, avec 84 figures et 1 planche .... 5 fr.

Tables générales.

TABLES GÉNÉRALES, *par ordre de matières et par noms d'auteurs, des quatre volumes du* Cours de Physique. In-8; 1891 .... 0 fr. 60 c.

Tous les trois ans, un Supplément destiné à exposer les progrès accomplis pendant cette période viendra compléter ce grand Traité et le maintenir au courant des derniers travaux.

(*) Les matières du programme d'admission à l'École Polytechnique sont comprises dans les parties suivantes de l'Ouvrage :
Tome I, 1ᵉʳ fascicule; Tome II, 1ᵉʳ et 2ᵉ fascicule; Tome III, 2ᵉ fascicule.

TABLE DES MATIÈRES.

AVRIL 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — MAI 1895.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Nota. — Les communications doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, du Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale	15 fr.
Autres pays	17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS A DIVERSES TEMPÉRATURES;

PAR M. P. CURIE.

Les corps se divisent, au point de vue de leurs propriétés magnétiques, en trois groupes distincts : les corps diamagnétiques, les corps faiblement magnétiques, les corps ferro-magnétiques. Existe-t-il des liens de transition entre ces trois groupes, qui semblent à première vue parfaitement tranchés? S'agit-il de phénomènes dus à des causes différentes pour ces trois cas? ou avons-nous affaire aux divers modes d'action d'une même cause primordiale? Peut-on faire passer d'une façon continue un corps déterminé d'un des groupes à un autre?

Je me suis proposé, pour éclaircir cette question, de rechercher sur divers corps les variations de propriétés magnétiques produites par les changements d'un même agent physique, la température.

J'ai étudié les propriétés magnétiques des corps à diverses températures, dans des champs variant de 25 à 1350 unités; j'ai pu, pour certains corps, faire varier la température depuis 15° jusqu'à 1370°.

I. — DISPOSITION DES EXPÉRIENCES.

Méthode de mesure. — La méthode que j'ai utilisée ne diffère pas en principe de celles qui ont été employées par Becquerel et Faraday. Le corps est placé dans un champ magnétique, qui n'est pas uniforme, et l'on mesure la force résultant des actions magnétiques en utilisant la torsion d'un fil.

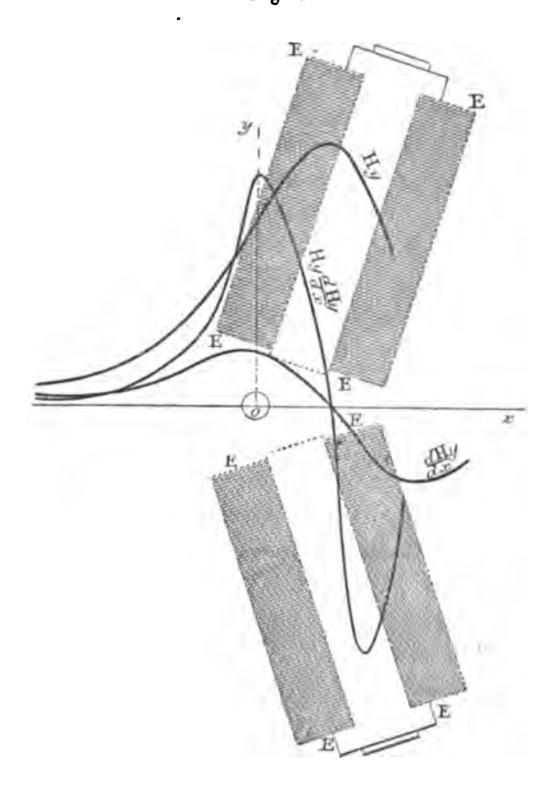
EEEE (*fig.* 1) représentent les bras horizontaux d'un électro-aimant de Faraday. Les axes de ces deux bras forment un certain angle. On place le corps en un certain point o de la ligne ox, intersection du plan horizontal passant par les axes des bras de l'électro-aimant (plan de la *fig.* 1) et du plan de symétrie vertical. Lorsque l'électro-aimant est excité, la force agissante f est dirigée suivant ox.

Désignons par H_y l'intensité du champ magnétique en o. Ce champ est dirigé, par raison de symétrie, suivant oy normal à

ox. Soit I *l'intensité d'aimantation spécifique* (c'est-à-dire le moment magnétique divisé par la masse) et M la masse du corps, on a

$$f = \mathrm{M\,I}\,\frac{d\mathrm{H}y}{dx}.$$

Fig. 1.



Les expériences étaient surtout disposées pour l'étude des corps diamagnétiques ou faiblement magnétiques. La force démagnétisante provenant de l'aimantation du corps est alors insignifiante et, si l'on désigne par K *le coefficient d'aimantation spécifique,* on a

$$\mathrm{I} = \mathrm{K\,H}y$$

et

$$f = \mathrm{M\,K\,H}y\,\frac{d\mathrm{H}y}{dx};$$

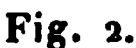
on choisit, pour placer le centre de figure du corps le long de ox, le point o pour lequel le produit $Hy \frac{dHy}{dx}$ passe par un maximum. Pour la plupart des corps étudiés, K est en effet constant; la force f est proportionnelle au produit ci-dessus, elle passe donc par un maximum au point o. Cette position du corps offre, au point de vue pratique, plusieurs avantages. On peut, en effet, prendre des corps assez volumineux et les déplacer de plusieurs millimètres suivant ox, sans que la force agissante soit sensiblement différente de ce qu'elle serait si le corps était concentré en o. On peut aussi se contenter d'un réglage approximatif suivant ox pour la position initiale du corps. Enfin on peut, en faisant usage de la balance de torsion, laisser, sans inconvénient, le corps se déplacer suivant ox lorsqu'on établit le champ. On évalue ensuite la grandeur des déplacements sans être obligé de ramener le corps à sa position initiale.

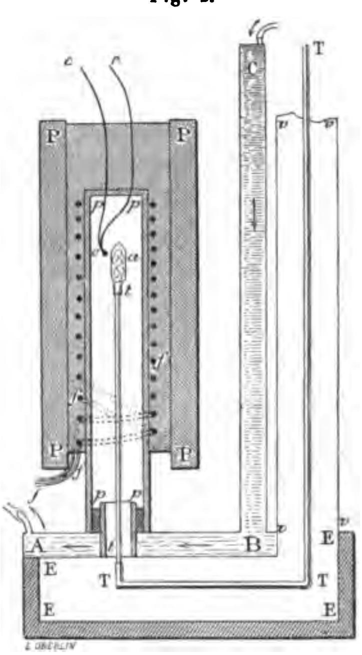
Les courbes de la *fig.* 1 sont obtenues en portant en ordonnées, à partir de ox, des valeurs de Hy, $\frac{dHy}{dx}$ et $Hy \frac{dHy}{dx}$ aux divers points de ox. On a commencé par construire ces courbes par une étude préliminaire de l'état du champ; puis, le point o une fois choisi, on a pu vérifier, par des mesures d'attraction magnétique, que la force passait par un maximum dans cette région du champ.

Le corps est le plus souvent placé en petits fragments dans une ampoule de verre, de porcelaine ou de platine; il fait partie d'un équipage mobile soutenu par un fil dont la torsion est utilisée dans les mesures. La direction du fil vient percer le plan horizontal de la *fig.* 1 en un point situé sur la ligne oy normale à ox (à $5^{cm},42$ du point o dans notre appareil). L'ampoule se déplace donc suivant ox en tournant autour du fil. Les déplacements utilisés ont toujours été fort petits et n'ont jamais dépassé 15^{cm}.

Appareil de chauffage. — Il s'agit de mesurer les attractions et les répulsions exercées sur le corps, tout en le maintenant à diverses températures. A cet effet, l'ampoule a (*fig.* 2) est placée dans un petit four en porcelaine, que l'on peut chauffer à l'aide d'un courant électrique. Ce mode de chauffage est le seul praticable, étant donnée la situation inaccessible de l'ampoule placée entre les branches d'un électro-aimant et soutenue par l'équipage mobile d'une balance de torsion.

On évalue la température à l'aide d'un couple Le Chatelier *ccc*, dont la soudure est placée à la hauteur de l'ampoule. Le fond du tube *pppp* est percé de deux petits trous par lesquels passent les fils du couple. L'ampoule A est soutenue par une tige de verre ou de porcelaine *tt*; cette tige


Fig. 2.



a, ampoule contenant le corps à étudier. — *tt*, tige de porcelaine soutenant l'ampoule. — TTT, tube métallique formant charpente et faisant partie de l'équipage mobile de la balance de torsion. — *ppp*, PPP, four en porcelaine. — *fff*, fil de platine pour le courant qui sert à chauffer le four. — *ccc*, couple Le Châtelier. — ABC, écran à circulation d'eau. — FFF, *vvv*, caisse en bois et tube de verre pour protéger des courants d'air.

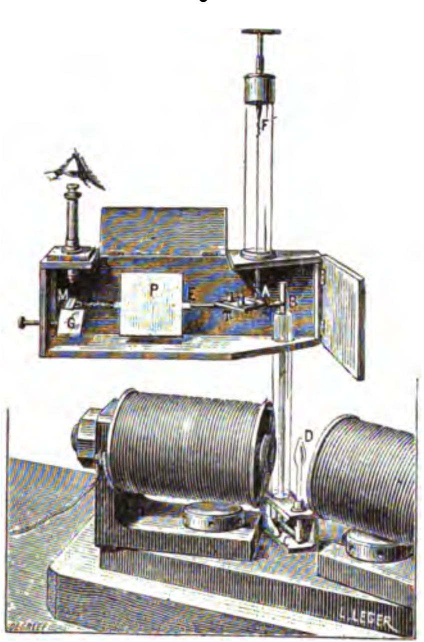
sort du four par un trou sans toucher aux parois. La tige *tt* vient s'emmancher à l'extrémité du tube métallique TTT, qui constitue une sorte de charpente faisant partie de l'équipage mobile de la balance de torsion. Il est indispensable que le trou nécessaire pour la sortie de la tige de l'ampoule soit situé à la partie inférieure du four, sinon l'air chaud, plus léger, s'échapperait constamment et déterminerait des courants d'air, des remous, qui rendraient toute mesure impossible (1).

Équipage mobile (représenté *fig.* 3 dans sa boîte, le four électrique est

(1) Nous avons emprunté à M. Blondlot la disposition expérimentale qui

retiré). — L'équipage mobile accroché au fil de torsion FA se compose essentiellement d'une charpente en cuivre FABC qui soutient d'un côté l'ampoule D, du côté opposé une grande palette P verticale d'aluminium, servant d'amortisseur, et une aiguille portant à son extrémité un micromètre M ; un microscope fixe, muni d'un réticule, est braqué sur le micromètre, dont les déplacements permettent d'évaluer ceux de l'ampoule. Près du crochet de suspension A, l'équipage mobile a encore une plate-forme horizontale π en cuivre, sur laquelle se trouvent deux poids en cuivre; en déplaçant ces poids sur la plate-forme, on parvient toujours à établir l'équilibre, quel que soit le poids de l'ampoule.


Fig. 3.



Mesure de l'intensité du champ magnétique. — Dans une étude préalable, on étudie l'intensité du champ au point choisi pour les mesures, en fonction de l'intensité du courant circulant dans l'électro-aimant; mais on sait que le champ n'a une valeur

consiste à ouvrir un four par la partie inférieure pour éviter les courants d'air. Blondlot, *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 102 (*Conductibilité de l'air chaud*).

définie, pour un courant donné, que si l'on spécifie exactement la loi de variation de l'intensité du courant. Aussi, après avoir désaimanté une fois pour toutes l'électro-aimant par la méthode des renversements successifs avec courants décroissants, on s'astreint à constamment faire varier le courant dans le fil d'une façon cyclique toujours la même. Le courant passe toujours graduellement de -8 ampères à $+8$ ampères puis de $+8$ ampères à -8 ampères. De la sorte, le champ est défini par l'intensité du courant, pourvu que l'on indique si l'on est dans la période croissante ou dans celle décroissante.

Pour déterminer l'intensité du champ, on a employé la méthode de Weber : on retourne face pour face une bobine dont le plan des spires est normal au champ. La bobine est dans le circuit d'un galvanomètre balistique, qui permet d'évaluer le courant induit. On se sert d'un galvanomètre Thomson, étalonné et placé très loin de l'électro-aimant.

Mesure de la dérivée du champ. — La formule donnée plus haut montre qu'il faut encore mesurer la dérivée du champ $\frac{dHy}{dx}$, pour chaque intensité du courant dans l'électro-aimant, pour pouvoir évaluer K. A cet effet, on place encore une bobine en o (*fig.* 1) avec le plan des spires normal au champ et l'on déplace brusquement cette bobine, parallèlement à elle-même, d'une très petite quantité Δx, suivant la ligne ox normale au champ. Le flux φ, à travers la bobine, varie de $\Delta\varphi$ et l'on a

$$\Delta\varphi = s\frac{dHy}{dx}\Delta x,$$

s étant la section des spires. On mesure $\Delta\varphi$ à l'aide du galvanomètre balistique. Il faut seulement déplacer la bobine d'une très petite quantité; on utilise des déplacements variant de $0^{mm},5$ à $1^{mm},5$. Pour produire rapidement ces déplacements, on se sert d'un mouvement rapide à crémaillère et l'on mesure le déplacement à l'aide d'un micromètre, entraîné dans le mouvement, sur lequel est braqué un microscope fixe.

Il est préférable d'employer une méthode un peu différente pour mesurer la dérivée du champ. On a en chaque point d'un

champ magnétique la relation

$$\frac{dHy}{dx} = \frac{dHx}{dy}.$$

Il revient alors au même de déterminer la deuxième quantité. Il faut pour cela placer encore la bobine en o (*fig.* 1), mais avec le plan des spires, parallèle au champ et normal à ox. Le déplacement doit se produire suivant la direction du champ oy. On a alors, pour la variation du flux $\Delta\varphi'$,

$$\Delta\varphi' = s\frac{dHx}{dy}\Delta y.$$

$\Delta\varphi'$ est le même que $\Delta\varphi$ pour un déplacement Δy égal à Δx; mais φ' est nul en moyenne, puisque la bobine a pour sa position moyenne ses spires parallèles au champ. Les variations du flux dues aux trépidations ne se font plus sentir et l'on a la même sensibilité avec une stabilité bien plus grande de l'image du galvanomètre.

II. — Corps diamagnétiques.

Les corps diamagnétiques étudiés étaient aussi purs de fer que possible. Ils étaient introduits dans des ampoules de verre dur (le corps était réduit en petits fragments, quand il était solide), puis on fermait l'ampoule après avoir fait le vide. Les mesures faites on vidait l'ampoule et l'on répétait les mêmes mesures avec l'ampoule vidée : on évaluait ainsi un terme de correction souvent assez important. On devait encore corriger les résultats de l'action résultant de la présence de l'oxygène de l'air ambiant.

Les mesures ont été faites entre la température ambiante et 460° au maximum. La précision des mesures est de 1 à 2 pour 100 pour les valeurs relatives et probablement de 3 à 4 pour 100 pour les valeurs absolues.

Les coefficients d'aimantation sont constants, quelle que soit l'intensité du champ, pour des champs variant de 50 à 1350 unités.

Lorsque les corps sont purs de fer, on n'a pas d'effet notable de magnétisme rémanent.

Voici le Tableau des résultats obtenus à diverses températures pour les coefficients d'aimantation spécifique.

	Températures.	
Eau	15° à 189°	0,79
Sel gemme	16 à 455	0,580
Chlorure de potassium	18 à 465	0,55
Sulfate de potasse	17 à 460	0,43
Azotate de potasse solide ou liquide (fusion 350°)	18 à 420	0,330
Quartz parallèlement ou normalement à l'axe	18 à 430	0,441
Soufre octaédrique, prismatique, en fleur, solide ou liquide	15 à 225	0,51
Sélénium solide ou liquide	20 à 200	0,320
	240 à 415	0,307
Tellure	20 à 305	0,311
Brome	20	0,41
Iode solide ou liquide (fusion à 104°)	18 à 164	0,385
Phosphore ordinaire solide ou liquide	19 à 71	0,92
Phosphore rouge (valeur grossièrement approchée)	20 à 275	0,73
Antimoine déposé par électrolyse	20	0,68
» solide	540	0,47
» à la température ambiante après chauffe à 535°	20	0,94
Bismuth solide	20	1,35
» solide	273	0,957
» liquide	273 à 405	0,038

Les propriétés diamagnétiques des corps étudiés sont en général d'une inertie remarquable au point de vue de l'action de la température, si l'on met à part le bismuth et l'antimoine [1]. Le coefficient d'aimantation des autres corps diamagnétiques est invariable quelle que soit la température; ou du moins le coefficient de variation est trop faible pour être apprécié dans nos expériences (le coefficient de variation est peut-être, par exemple, de l'ordre de grandeur du coefficient de dilatation des corps solides). De même la fusion et les changements d'état allotropiques n'ont souvent qu'une influence insignifiante sur les propriétés diamagnétiques;

[1] On sait que ces corps ont à d'autres points de vue des propriétés physiques toutes spéciales.

celles-ci se révèlent alors comme des propriétés dépendant seulement de l'état des dernières particules de la matière et indépendantes de leur arrangement.

Le coefficient d'aimantation spécifique de l'azotate de potasse, par exemple, est égal à $0,330.10^{-6}$, quelle que soit la température entre 18° et 420°. Il fond cependant à 350°, mais ce changement d'état n'amène aucune variation sensible du coefficient d'aimantation spécifique. De même l'iode fond à 104° et cependant son coefficient d'aimantation spécifique reste invariable entre 18° et 164°. Le phosphore blanc fond à 44° et son coefficient d'aimantation reste invariable entre 19° et 71°. Enfin, le soufre fond et passe après fusion par divers états sans que le coefficient d'aimantation éprouve de variation bien sensible entre 15° et 225°. Ce coefficient d'aimantation est le même pour le soufre prismatique, le soufre octaédrique et le soufre en fleur.

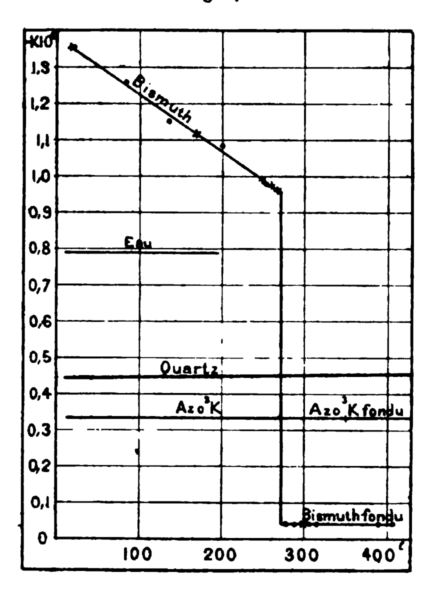
Cependant cette absence de variation au moment des changements d'état ne semble pas avoir lieu pour le sélénium dont le coefficient d'aimantation paraît diminuer en valeur absolue de 3 à 4 pour 100 par la fusion. Enfin, le phosphore a un coefficient d'aimantation beaucoup plus faible à l'état de phosphore rouge qu'à l'état de phosphore blanc. Les coefficients d'aimantation des deux variétés de phosphore sont du reste invariables quelle que soit la température.

L'antimoine se comporte d'une façon très particulière : l'échantillon qui nous a servi dans nos expériences avait été préparé par voie électrolytique et l'on sait que l'antimoine est alors dans un état allotropique différent de l'antimoine ordinaire. L'antimoine électrolytique avait un coefficient d'aimantation spécifique égal à $0,683 \times 10^{-6}$. Quand on chauffe cet antimoine à 255°, puis à 540°, et qu'on l'examine ensuite à la température ambiante, on trouve que son coefficient d'aimantation à la température de 18° a passé de $0,683 \times 10^{-6}$ à $0,850 \times 10^{-6}$, puis à $0,936 \times 10^{-6}$. Ainsi, après la chauffe, l'antimoine est revenu plus ou moins complètement à l'état d'antimoine ordinaire et le coefficient d'aimantation a fortement augmenté. De plus, le coefficient d'aimantation diminue considérablement par augmentation de la température, et l'antimoine chauffé à 540° a pour coefficient d'aimantation

$0,468 \times 10^{-6}$, c'est-à-dire une valeur deux fois plus faible que sa valeur à la température ambiante.

Nous avons étudié très complètement les propriétés diamagnétiques *du bismuth*.

Fig. 4.



Le coefficient d'aimantation k diminue en valeur absolue avec la température t, la loi de variation est linéaire et l'on a

$$10^6 k_t = -1,35[1 - 0,00115(t - 20)] \quad \text{entre} \quad t = 20° \quad \text{et} \quad t = 273°.$$

A 20° le coefficient d'aimantation est $-1,35 \times 10^{-6}$; à la température de fusion le coefficient d'aimantation du bismuth solide est -957×10^{-6}, c'est-à-dire que le coefficient est alors les $\frac{7}{10}$ de ce qu'il était à 20°.

Par fusion du bismuth, le coefficient d'aimantation spécifique devient vingt-cinq fois plus faible. La chute est absolument brusque et correspond exactement avec le phénomène de la fusion (¹).

(¹) Un curieux phénomène se produit si l'on chauffe le bismuth en petits fragments dans une ampoule fermée à une température à peine supérieure à celle

Le coefficient d'aimantation du bismuth fondu ($0,038 \times 10^{-6}$) est invariable quelle que soit la température entre 273° et 400° (le bismuth fondu est, parmi les corps que nous avons étudiés, celui qui a le plus faible coefficient d'aimantation spécifique.

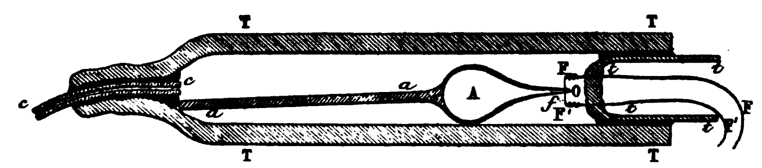
III. — Corps faiblement magnétiques.

J'ai étudié l'oxygène et le palladium et fait quelques expériences sur l'air et sur le sulfate de fer dissous dans l'eau.

Les corps faiblement magnétiques ont un coefficient d'aimantation indépendant de l'intensité du champ pour des champs compris entre 100 et 1350 unités.

Oxygène. — L'oxygène est enfermé sous pression dans des ampoules de verre dur à parois épaisses. L'ampoule A est représentée (*fig.* 5) avec la tige *aa* qui servira à la soutenir dans le

Fig. 5.



four électrique. La pointe effilée est ouverte. Pour remplir et fermer l'ampoule sous pression, on la place dans un tube plus large à parois très épaisses TTTT, on comprime l'oxygène dans ce tube (après y avoir fait le vide pour chasser l'air); l'ampoule se remplit de gaz, on ferme la pointe effilée O en faisant rougir le fil de platine *f* à l'aide d'un courant électrique ([1]). On sort du tube l'ampoule fermée et sous pression.

---

de fusion. La chute des propriétés magnétiques se produit complètement; cependant, si l'on refroidit quelques minutes après, on retrouve les petits fragments qui ont le même aspect qu'avant et ne se sont pas écroulés. Cependant le bismuth a été fondu, car, en cassant les morceaux, on voit que la structure interne a été complètement changée et que les plans de clivage ne sont plus placés comme avant.

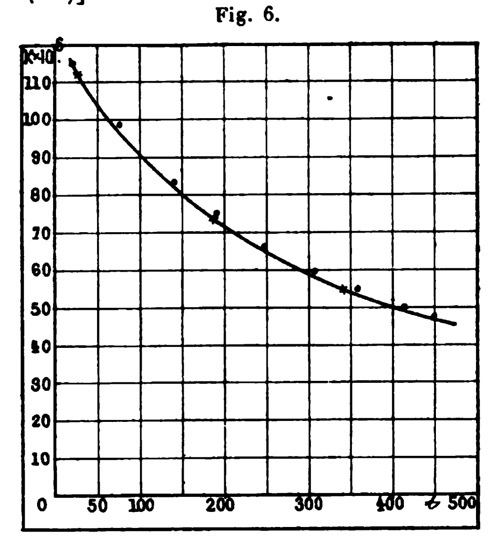
([1]) M. Perrot a déjà employé un artifice semblable pour fermer, dans l'intérieur d'une marmite, un ballon rempli de vapeur (*Journal de Physique*, 2e série, t. VII, p. 132).

Le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène est indépendant de la pression. A la température de 20° j'ai trouvé pour coefficient d'aimantation (avec de l'oxygène sous la pression de 18 atmosphères)

$$10^6 k_{20} = 115.$$

J'ai fait deux séries de déterminations à diverses températures. La première avec une ampoule remplie d'oxygène, sous une pression de 5 atmosphères environ, à la température ambiante [voir *fig.* 6, points (×)].

Fig. 6.



La deuxième série a été faite avec une ampoule de verre dur, remplie d'oxygène à la température ambiante sous une pression de 18 atmosphères environ (à 450° la pression devait être de 45 atmosphères), l'ampoule ne s'est pas déformée à cette température sous cette assez forte pression [voir *fig.* 6, points (...)].

On voit que le coefficient d'aimantation varie suivant une loi hyperbolique, la courbe représente les valeurs de k calculées par la formule

$$10^6 k_t = \frac{33700}{T},$$

où $T = 273 + t$ est la température absolue.

La simple inspection de la courbe et des points marqués montre

que cette courbe représente, à peu de chose près, les données de l'expérience. La courbe en logarithme de k fonction de logarithme de T est une droite de coefficient angulaire $= -1$. La loi de variation de k est donc extrêmement simple : *Entre* 20° *et* 450° *le coefficient d'aimantation spécifique de l'oxygène varie en raison inverse de la température absolue.*

Air. — Les déterminations faites sur l'oxygène permettent de calculer les propriétés magnétiques de l'air à diverses températures, si l'on admet (d'après les expériences de Becquerel, Faraday et Quincke) que l'azote a une influence négligeable. La valeur ainsi calculée pour le coefficient d'aimantation spécifique k de l'air est donnée par la formule

$$10^6 k_t = \frac{7830}{T}.$$

J'ai fait à la température ambiante une mesure sur l'air, qui est en accord avec la valeur calculée d'après cette formule. Il est nécessaire de connaître le coefficient d'aimantation de l'air à diverses températures pour pouvoir corriger les mesures magnétiques faites dans l'air.

C'est le coefficient d'aimantation en volume x dont on a besoin. Il est donné, en tenant compte seulement de l'oxygène, par la formule

$$10_9 x_t = \frac{2760}{T^2}.$$

Le coefficient d'aimantation en volume de l'air varie en raison inverse du carré de la température absolue si l'on néglige l'influence de l'azote. A 20° on a $10^6 x_{20} = 0,0322$. Sur l'eau de coefficient spécifique $10^6 k = -0,79$ et de densité 1, la correction due à la présence de l'air est de 4 pour 100. Pour un corps de densité d, la correction est $\frac{0,0322}{d}$.

Sels magnétiques. — M. Wiedemann a découvert que le coefficient d'aimantation de tous les sels magnétiques dissous diminue quand la température augmente; que le coefficient de variation du coefficient d'aimantation est le même pour tous les sels; que

ce coefficient de variation est en valeur absolue voisin du coefficient de dilatation des gaz. Les expériences plus récentes de M. Plessner ont confirmé ces résultats ([1]).

Les résultats de MM. Wiedemann et Plessner montrent que la loi de variation du coefficient d'aimantation est une fonction de la température seule, où n'entre aucun coefficient propre à la substance que l'on considère. Si, de plus, l'on admet que le fait que le coefficient de variation est voisin du coefficient de dilatation des gaz n'est pas dû au hasard et est, au contraire, l'expression d'une loi naturelle, on en conclut que ce fait doit se reproduire si l'on prend comme point de départ toute autre température que la température de la glace fondante. Le coefficient de dilatation des gaz est du reste, pour chaque température prise comme point de départ, l'inverse de la température absolue T; on est conduit à adopter une formule de la forme

$$K_t = \frac{A}{T},$$

A étant une constante qui dépend de la nature du sel.

Le coefficient d'aimantation doit varier en raison inverse de la température absolue, c'est-à-dire suivant la même loi que celle que nous avons constatée pour l'oxygène. C'est la conséquence logique des découvertes de M. Wiedemann.

J'ai vérifié que les résultats obtenus par M. Wiedemann à diverses températures sont très bien en accord avec la formule qui précède. Les résultats de M. Plessner indiquent une loi de variation nettement hyperbolique; mais la baisse avec la température est un peu plus rapide que celle indiquée par cette formule. J'ai fait quelques déterminations avec une solution aqueuse de sulfate de protoxyde de fer à 15°, à 46° et à 108°. Les résultats sont très bien représentés par la formule

$$K_T 10^6 = \frac{24200}{T},$$

K désignant le coefficient d'aimantation spécifique du sulfate de fer dissous.

([1]) Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1; 1885. — Plessner, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 336; 1890.

M. Plessner a encore fait des expériences entre 19° et 60° avec des sels solides. Pour le sulfate de manganèse et le sulfate de cobalt solides, la loi inverse de la température absolue convient rigoureusement pour exprimer les variations du coefficient d'aimantation. Pour le sulfate de nickel solide, au contraire, la loi de variation du coefficient d'aimantation est notablement plus rapide.

En résumé, *la loi inverse de la température convient pour exprimer la loi de variation du coefficient d'aimantation des sels magnétiques.* (Le sulfate de nickel solide semble seul faire exception à cette règle.)

Palladium. — Le palladium qui a servi dans ces expériences était parfaitement pur. J'ai étudié les propriétés magnétiques de ce métal entre la température ambiante et 1370°.

Les résultats sont assez convenablement représentés par la formule

$$K_T = \frac{0,00152}{T}.$$

Dans la *fig.* 11 on a représenté les résultats avec des coordonnées logarithmiques. On voit que les points donnés par l'expérience s'éloignent peu de la droite $LK = L\,0,00152 - LT$, qui correspond à la loi inverse de la température absolue. Les expériences sont peu précises et semblent indiquer une loi de variation un peu plus rapide que K; mais il est fort remarquable que la loi inverse de la température convienne, même approximativement, sur une échelle de 1350°.

Verre et porcelaine. — On peut facilement se rendre compte maintenant de la nature des propriétés magnétiques du verre et de la porcelaine. Le verre est généralement très faiblement diamagnétique à la température ambiante; lorsque la température s'élève, les propriétés diamagnétiques augmentent d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement; à partir de 300°, les propriétés diamagnétiques ne varient plus sensiblement. Ceci s'explique facilement : le verre est formé en majeure partie d'une substance diamagnétique dont les propriétés restent invariables à toute température. Il contient en outre une petite quantité d'une

substance relativement fortement magnétique, dont les propriétés diminuent quand la température s'élève en suivant une loi voisine de la loi inverse de la température absolue. Les effets produits par les deux substances se détruisent en grande partie à la température ambiante; aux températures élevées, la substance magnétique ne produit plus d'effet sensible et le verre tend à devenir une substance diamagnétique à propriétés invariables avec la température.

La porcelaine se conduit d'une façon assez analogue. Les ampoules de porcelaines vernissées qui servaient dans mes expériences étaient assez fortement magnétiques à la température ambiante; quand la température s'élevait, les propriétés magnétiques diminuaient rapidement; vers 600° à 800°, les ampoules devenaient diamagnétiques, et vers 1200° les propriétés diamagnétiques n'augmentaient plus que fort lentement.

(*A suivre.*)

UN GALVANOMÈTRE EXTRÊMEMENT SENSIBLE;

PAR M. PIERRE WEISS.

Nous appellerons, avec MM. Ayrton, Mather et Sumpner [1], *sensibilité* S *d'un galvanomètre à miroir*, le nombre de divisions qu'il indique pour un microampère, l'échelle étant à une distance du miroir égale à 2000 divisions, la durée de l'oscillation simple étant de 5 secondes et la résistance des bobines de 1ω. Quand la résistance R est différente, on ramène la sensibilité à celle que donnerait un galvanomètre de même type, construit avec du fil de la grosseur nécessaire pour obtenir une résistance de 1ω en divisant la déviation observée par $\sqrt{R}$.

Soient, pour un galvanomètre astatique de Thomson à deux paires de bobines :

α l'angle, dont le système astatique est dévié par un courant d'intensité i;

---

(1) AYRTON, MATHER et SUMPNER, *On Galvanometers* (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XXX, p. 58; 1890).

Gi le champ produit au centre des bobines par le passage du courant i;
M le moment magnétique de la moitié du système qui se trouve dans l'une des paires de bobines;
J le moment d'inertie total du système;
τ la durée de l'oscillation simple; on a

$$\alpha = \frac{2M}{J}\frac{\tau^2}{\pi^2}Gi.$$

La sensibilité, évaluée conformément aux conventions précédentes, dépend donc de deux facteurs seulement, $\frac{M}{J}$ qui mesure la sensibilité du système astatique et $\frac{G}{\sqrt{R}}$ qui mesure celle des bobines.

Pour un équipage réduit aux deux aimants fixés sur une monture de masse négligeable et n'entraînant pas de miroir, la sensibilité est d'autant plus grande que les aimants sont plus courts, à intensité d'aimantation égale, le moment d'inertie décroissant avec la longueur, plus vite que le moment magnétique. Si l'on ajoute dans un tel système, à l'aimant unique dans chaque paire de bobines, plusieurs aimants *identiques* au premier, on multiplie le moment magnétique et le moment d'inertie par le même nombre, et la sensibilité ne change pas. Quand il y a un miroir, la sensibilité croît, au contraire, tant que le moment d'inertie du miroir n'est pas petit par rapport à celui des aimants. Dans la pratique, l'emploi d'un grand nombre de petits aimants très rapprochés ou d'aimants gros et courts est limité par l'action démagnétisante qu'ils exercent sur eux-mêmes et sur les aimants voisins.

On peut tourner cette difficulté en formant le système astatique de deux longues aiguilles verticales, parallèles à l'axe de rotation et dont les pôles de nom contraire sont en regard, de façon à réaliser un circuit magnétique presque fermé. Chacun des deux systèmes de pôles voisins remplace un des aimants de la forme habituelle de l'équipage astatique et est placé au centre d'une des paires de bobines. L'absence presque complète de force démagnétisante permet alors de donner à l'acier le maximum d'aimantation permanente, même pour des aiguilles de fort diamètre et, en fai-

sant décroître leur distance, on augmente à volonté le rapport du moment magnétique au moment d'inertie.

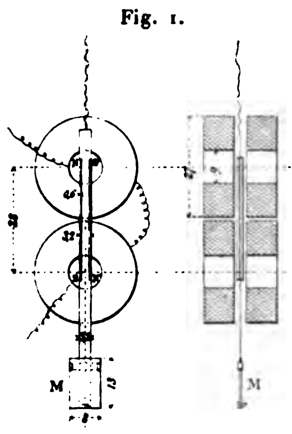
Pour ne pas allonger et alourdir inutilement les aiguilles, il faut que les axes des deux paires de bobines ne soient pas trop éloignés. On a donc intérêt à rapprocher les bobines jusqu'au contact, et à prendre leur diamètre extérieur aussi petit que possible. Si l'on se sert de fil de même grosseur pour toute la bobine, il est avantageux, indépendamment de toute considération sur le système astatique, de prendre le rapport du diamètre extérieur au diamètre intérieur plus petit qu'on ne fait d'habitude. Soient, en effet, Gi le champ dans une paire de bobines traversée par un courant d'intensité i, et R la résistance du galvanomètre; une forme de bobine donne un résultat d'autant meilleur que $\frac{G}{\sqrt{R}}$ est plus grand. Si l'on suppose la surface extérieure de la bobine homothétique de celle de la cavité dans laquelle se meuvent les aimants, $\frac{G}{\sqrt{R}}$ est maximum quand le rapport d'homothétie de ces surfaces est $1+\sqrt{3}$, c'est-à-dire pratiquement 3. Ce résultat est applicable, très approximativement, à des bobines cylindriques percées de part en part d'une cavité également cylindrique.

II. J'ai construit deux galvanomètres conformes aux indications précédentes. Dans le premier, le poids total du système mobile est de $0^{gr},47$, la partie magnétique est double et composée de deux systèmes de deux aiguilles aimantées de $0^{mm},6$ de diamètre et de 36^{mm} de longueur, dont les axes sont écartés de $2^{mm},6$, collés sur chacune des faces d'une lame mince de mica qui porte au-dessous des bobines un miroir concave M de $3^{m},75$ de rayon et 1^{cmq} de surface pesant $0^{gr},1$. Les bobines faites en fil de $0^{mm},22$ ont une résistance totale de 146ω, leurs diamètres extérieur et intérieur sont 27^{mm} et 9^{mm}, et la dimension dans le sens de l'axe 8^{mm} pour chacune d'elles. Les parties essentielles de ce galvanomètre sont représentées en grandeur naturelle dans la figure ci-jointe. J'ai obtenu avec cet instrument $S=110$.

Le deuxième galvanomètre est une réduction du premier dans le rapport de 9:5 quant aux bobines. Les deux aiguilles d'acier ont $0^{mm},2$ de diamètre et 18^{mm} de longueur, et leur écartement est

de 1^{mm},2. Le miroir pèse 8^{mg} et a une forme rectangulaire allongée dans le sens de l'axe (7^{mm} sur 2^{mm}), qui rend son moment d'inertie très faible.

Fig. 1.



Le fil de cocon ayant un couple de torsion trop fort, on a fait usage, pour la suspension, d'un fil d'araignée qui permettait d'allonger à volonté la durée d'oscillation au moyen d'un aimant directeur. Le mouvement devenait apériodique quand elle atteignait cinq secondes. J'ai trouvé, pour la sensibilité, $S = 1200$. Un système astatique, encore un peu plus léger, m'a donné $S = 1500$. Ces nombres, obtenus avec des équipages astatiques grossièrement construits avec des matériaux quelconques, sont déjà très élevés, mais seront certainement dépassés dans le modèle définitif, dont M. Carpentier achève actuellement l'exécution avec son habileté bien connue. Je citerai comme terme de comparaison le galvanomètre étudié récemment par M. Wadsworth (1) pour l'observatoire de Washington qui donne $S = 1300$, avec un système astatique d'une construction plus minutieuse, l'application de procédés perfectionnés pour l'aimantation des aiguilles et des bobines construites suivant le profil théorique avec du fil de cinq grosseurs différentes. On ne saurait aller plus loin avec le système astatique à aiguilles horizontales, sans faire de la construction tout à fait microscopique comme M. Paschen (2).

(1) WADSWORTH, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, p. 553; 1894.
(2) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXXVIII, p. 284; 1893.

III. Le système astatique à aiguilles verticales présente encore quelques autres avantages. Le circuit magnétique presque fermé assure une grande constance à l'aimantation. Le premier des deux systèmes que j'ai décrit avait, au moment de sa construction, en mars 1894, une durée d'oscillation de huit secondes dans le champ terrestre; elle a été trouvée inaltérée en décembre, bien que l'instrument ait beaucoup servi et ait été traversé à plusieurs reprises par des courants trop forts.

Pour les mesures balistiques, il était fréquemment étalonné par la méthode du solénoïde. Les nombres suivants, qui représentent le rapport de l'impulsion au courant inducteur, montrent la constance de la sensibilité :

11 mai 1894.....	1,461	13 mai 1894.....	1,462
» »	1,457	» »	1,469
12 mai »	1,467	» »	1,456
» »	1,463	» »	1,459
» »	1,463	» »	1,453
» »	1,463	» »	1,460
» »	1,458		

Les faibles variations qui restent sont attribuables aux variations de la résistance du circuit avec la température ou à des erreurs d'observation. On peut remarquer que la constance de l'aimantation est probablement due en partie à ce que les bobines et l'aimant directeur ne peuvent induire que des aimantations transversales et, par conséquent, très faibles dans les aiguilles verticales.

L'astaticité est plus facile à réaliser que dans la construction ordinaire : elle ne suppose en effet que le parallélisme des aimants à l'axe de rotation et ne dépend pas de la grandeur de leur moment magnétique.

A sensibilité égale, le système magnétique est plus lourd et, par conséquent, moins sensible aux trépidations que les systèmes à aiguilles horizontales ([1]).

([1]) Une partie des avantages des systèmes astatiques à aiguilles verticales a été signalée par A. Gray (*Absolute measurements in Electricity and Magnetism*, vol. II, 2e Part., p. 30), mais ils n'ont pas été employés, à ma connaissance, pour obtenir une grande sensibilité.

SUR UN THERMOMÈTRE A ZÉRO INVARIABLE;

PAR M. L. MARCHIS.

Le zéro d'un thermomètre à mercure, à tige et à réservoir de verre, subit des déplacements variables avec les conditions de température dans lesquelles l'instrument a été placé : ces variations, aujourd'hui bien connues, ont conduit les physiciens à adopter une méthode uniforme pour la détermination du zéro d'un pareil thermomètre.

Toutefois, si dans un thermomètre à mercure, à tige, on remplace le réservoir en verre par un réservoir en platine, on annule les variations du zéro, qui se trouve alors entièrement indépendant du cycle de transformations que l'on a pu faire subir à l'instrument. C'est ce thermomètre à zéro invariable que je me propose de décrire ici.

1. *Description de l'instrument.* — Le thermomètre se compose :

1° D'une tige en verre vert recuit Guilbert-Martin;

2° D'un réservoir de platine ayant la forme ordinaire des réservoirs de thermomètre et soudé directement sur la tige de verre [1]. Ce réservoir est fait sans soudure, ce qui a permis d'avoir une grande propreté intérieure et une absence complète de poussières; de cette façon, le thermomètre a pu être obtenu aussi bien fini que s'il était en verre. Pour empêcher le réservoir de se décentrer et le protéger contre les chocs, on l'entoure par un double anneau en verre formant la croix au-dessous; enfin cet anneau en verre est recouvert de toile de platine. Le thermomètre peut alors prendre la température du milieu dans lequel il est plongé, tout en ayant une fragilité assez faible.

Dans le thermomètre que j'ai étudié et qui est gradué au $\frac{1}{5}$, le réservoir de platine a 410^{mmc} à 415^{mmc} et la paroi a une épaisseur de $\frac{5}{10}$ de millimètre.

---

[1] Le thermomètre a été construit par M. Hémot, constructeur à Paris. Le réservoir de platine est dû à M. Golaz.

2. *Remplissage.* — Le remplissage présentait une difficulté particulière tenant à ce qu'on ne pouvait faire bouillir le mercure dans le réservoir, celui-ci étant attaquable dans ces conditions. La difficulté a été tournée en faisant le vide dans l'instrument au moyen d'une trompe ; à cet effet, le tube étant plein d'air et le mercure introduit dans l'ampoule, on a fait le vide en portant le réservoir au-dessous du rouge sombre et faisant bouillir le mercure dans l'ampoule, l'instrument étant maintenu horizontal. On a laissé le réservoir se refroidir dans le vide jusqu'au-dessous de 150°, puis on a placé le thermomètre verticalement. A la fin de l'opération, on a dû éliminer de très petites bulles d'air en les faisant passer dans une chambre disposée à cet effet. On peut dès lors assurer que, dans ce thermomètre, le vide est aussi parfait que dans un thermomètre fait complètement en verre.

3. *Expériences montrant l'invariabilité du zéro.* — Je ne parlerai ici ni du calibrage du thermomètre, que je n'ai pu encore vérifier, ni de son coefficient de pression extérieure, que je n'ai pu encore déterminer. Je me contenterai d'indiquer avec soin les expériences qui m'ont montré l'invariabilité du zéro du thermomètre. Le zéro a été déterminé dans la glace fondante, suivant la méthode bien connue; mais j'ai pris soin de me servir d'un cathétomètre bien réglé pour viser la distance du zéro marqué par le constructeur sur la tige au sommet de la colonne mercurielle, lorsque le thermomètre est dans la glace. J'ajouterai que les thermomètres sont construits depuis deux mois et que, depuis ce temps, j'ai fait sur eux un très grand nombre d'expériences dont je vais indiquer quelques-unes.

Au moyen d'une série de bains convenablement disposés, je puis porter le thermomètre à des températures très variables entre 0° et 100°, et cela dans un temps très court, le thermomètre prenant presque instantanément la température de l'enceinte dans laquelle il est plongé.

Dans une série d'expériences les thermomètres ont été portés aux températures suivantes :

Cycle de températures.	Durée de l'expérience (en minutes).	Thermomètres. 25912.	25911.
5°, 10°, 70°, 15°, 70°, Glace............	3	0°	+0°,064
2°, 50°, 75°, Eau bouillante, Glace........	2	0	+0,065
5°, Eau bouillante, Glace, Eau bouillante, Glace, 70, Glace.....................	5	0	+0,064
10°, Glace, Eau bouillante, Glace, 50, 70°, Eau bouillante, Glace.................	6	0	+0,065

En résumé, j'ai, pendant près de deux mois, varié des expériences analogues à celles que je viens de relater. Avec l'un des thermomètres je n'ai jamais pu déceler la moindre distance entre le sommet du mercure et le trait zéro marqué par le constructeur; avec l'autre thermomètre, j'ai trouvé le zéro à $+ 0°,064$ et cela à $\frac{1}{1000}$ de degré près.

Je puis donc assurer que ni dans l'un ni dans l'autre des thermomètres étudiés le zéro n'a varié, malgré toutes les transformations subies par les instruments.

SUR LA TEMPÉRATURE CRITIQUE DE L'HYDROGÈNE;

PAR M. LADISLAS NATANSON [1].

On sait que, parmi tous les corps, l'hydrogène est le seul dont l'état critique n'a pas été réalisé d'une manière permanente. Aussi la température critique de ce gaz est-elle inconnue. M. Olszewski, dès 1884, en avait fixé la limite en démontrant qu'elle est située au-dessous de $-220°$C. En 1891, le même savant [2] arriva à conclure que la pression critique, pour l'hydrogène, serait de 20 atmosphères. En prenant cette donnée comme point de départ, nous avons cherché à déduire de la Thermodynamique les indications auxquelles, en cette matière, elle

(1) Extrait du *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie;* séance du 4 mars 1895.

(2) *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie,* voir § 2; 1891.

est capable de conduire. Nous exposons deux méthodes pour le calcul de la température critique de l'hydrogène. La première repose sur une loi générale, applicable à tous les états d'équilibre thermodynamique de la matière, savoir *la loi de correspondance;* la seconde consiste simplement dans une traduction analytique du mode de raisonnement adopté par M. Olszewski dans l'évaluation de la pression critique de l'hydrogène.

1. Considérons un certain nombre de corps gazeux dans des conditions de température et de pression telles qu'avec une approximation suffisante les lois des gaz parfaits y soient applicables. Nous aurons donc

$$pv = Rt, \tag{1}$$

p désignant la pression, v le volume par unité de masse, t la température absolue et R une constante inversement proportionnelle à la densité normale. En posant, par conséquent,

$$pv = \frac{C}{M} t, \tag{2}$$

où M est le poids moléculaire habituel, nous trouverons pour tous les corps considérés la même valeur de la nouvelle constante C. Admettons que ces corps, dans de telles conditions, suivent exactement la loi de correspondance; c'est là l'hypothèse sur laquelle notre calcul est fondé. Soient p_c, v_c, t_c les valeurs de p, v, t au point critique; soient encore

$$\pi = \frac{p}{p_c}, \qquad \omega = \frac{v}{v_c}, \qquad \tau = \frac{t}{t_c}. \tag{3}$$

De ce qui précède il résulte que les équations (1) et (2) doivent se réduire, pour chaque gaz, à la forme

$$\pi\omega = K\tau, \tag{4}$$

K désignant une constante qui, pour tous les corps, a la même valeur. Dès lors, nous aurons

$$t_c = AMp_c v_c, \tag{5}$$

A désignant une nouvelle constante qui, comme C et K, a la

même valeur pour tous les corps. Pour l'acide carbonique les éléments du point critique sont, d'après M. Amagat, les suivants :

$$t_c = 273 + 31,35, \qquad p_c = 72^{\text{atm}},9, \qquad \frac{1}{v_c} = 0,464\,\frac{\text{gm}}{\text{cm}^3}:$$

adoptons 1^{gr} comme unité des poids M et 1 dyne par centimètre carré comme unité des pressions ; nous aurons

$$(6) \qquad A = 0,4344.10^{-7}\left(\frac{\text{degré absolu}}{\text{erg}}\right).$$

Le Tableau suivant donne les valeurs de la constante A, calculées pour quelques autres gaz. Les éléments critiques adoptés sont ceux que MM. Olszewski, Cailletet et Mathias, Cailletet et Hautefeuille, Ramsay et Young, Saioutchewsky, Janssen ont trouvés. (Les densités critiques sont généralement peu certaines, surtout celles de l'azote et de l'éthylène.)

Gaz.	M.	t_c.	A.
CO^2	44	304,35	$0,4344.10^{-7}$
C^2H^4.............	28	283	$0,424\ .10^{-7}$
SO^2..............	64	429	$0,436\ .10^{-7}$
Az^2O............	44	309,4	$0,389\ .10^{-7}$
$C^4H^{10}O$..........	74	467,4	$0,430\ .10^{-7}$
Az^2..............	28	127	$0,47\ \ .10^{-7}$

La concordance des valeurs obtenues est satisfaisante, sauf dans deux ou trois cas; les écarts ne paraissant avoir aucune relation avec les masses M, ni avec les températures t_c, et l'exactitude des données expérimentales laissant malheureusement beaucoup à désirer, nous supposerons dans la suite l'équation (5) confirmée et nous adopterons la valeur de A, déterminée au moyen des expériences relatives à l'acide carbonique, comme celle qui, probablement, est la plus rapprochée de la valeur vraie de cette constante universelle [1].

---

[1] M. van der Waals, dans son Mémoire généralement connu, avait déjà indiqué une relation qui, sous une forme particulière, coïncide à peu près avec (5). M. Young ainsi que M. Guye ont entrepris de nombreuses expériences de vérification qui fourniraient des valeurs de A peu différentes de celle que nous adoptons.

Nous avons calculé ainsi les densités critiques suivantes :

Gaz.	t_c.	p_c.	$\frac{1}{v_c}$.
Oxygène O^2	154,2	50,8 atm	0,464 $\frac{gm}{cm^3}$
Oxyde de carbone CO	133,5	35,5	0,328
Bioxyde d'azote AzO	179,5	71,2	0,524
Argon A	152,0	50,6	0,586
Méthane CH^4	191,2	54,9	0,202
Éthane C^2H^6	307,0	50,2	0,216
Propane C^3H^8	370,0	44,0	0,230

Les valeurs t_c et p_c consignées dans ce Tableau ont été tirées des Mémoires de M. Olszewski. On remarquera la relation fort simple des densités critiques de CH^4, C^2H^6, C^3H^8 entre elles. Des recherches nouvelles sur les densités critiques seraient, ce nous semble, extrêmement désirables.

L'application de l'équation (5) à l'hydrogène permettrait d'en calculer la température critique, si le volume critique de ce gaz était connu. Ce volume peut être évalué de la manière suivante. Regnault, Natterer et surtout M. Amagat ont montré qu'entre 100 et 600 atmosphères environ l'hydrogène suit fort exactement la loi de compressibilité donnée par l'équation

$$p(v-b) = Rt \tag{7}$$

(à laquelle, dans une occasion précédente, nous avons proposé de donner le nom d'*équation de Jacques Bernoulli*). Les expériences dont cette équation est tirée ont été faites à des températures variant entre 0° et 100° C.; la quantité b qui y entre devrait être une constante absolue. Un corps dont l'équation caractéristique serait représentée exactement par l'équation (7) ne passerait évidemment nulle part par un état critique. Mais supposons que l'équation (7) ne soit qu'approchée; dans ce cas, l'équation de M. van der Waals

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b) = Rt \tag{8}$$

sera également applicable sous la condition expresse de choisir pour la constante a une valeur suffisamment rapprochée de zéro.

Or, de l'équation (8) on déduit pour l'état critique

$$(9)\qquad (\alpha)\ v_c = 3b,\qquad (\beta)\ p_c = \frac{1}{27}\frac{a}{b^2},\qquad (\gamma)\ t_c = \frac{8}{27}\frac{a}{bR}$$

et par conséquent

$$(10)\qquad \frac{t_c}{p_c} = \frac{8b}{R}.$$

Pour l'hydrogène il est impossible de calculer a; aussi les équations (9β) et (9γ) lui sont-elles inapplicables. Le contraire a lieu pour les équations (9α) et (10) parce que celles-ci ne dépendent de la valeur de a en aucune façon; elles subsistent, en effet, même lorsqu'on suppose $a = 0$. Or, les équations (9α) et (10) donnent immédiatement l'équation précédente (5) sous une forme particulière; et $3b$ sera bien la valeur approchée du volume critique. La valeur de b peut être calculée d'après les expériences sur la compressibilité. De celles que M. Amagat a publiées en 1881, M. Witkowski a trouvé $b = 0,00067$, entre les pressions de 30^{mm} et de 300^{mm} de mercure, le volume du gaz à 0°C. et sous 1 atmosphère de pression étant pris comme unité. En nous basant sur les expériences de M. Amagat publiées en 1893, nous avons trouvé, entre 150^{atm} et 550^{atm}, à 0°C., des valeurs allant de 0,00070 à 0,00074. Si l'on adopte $b = 0,00070$ (avec l'unité précédente) le *volume critique de l'hydrogène* sera $23,45\,\frac{\text{gm}^3}{\text{cm}}$, et la *densité critique de l'hydrogène* sera $0,043\,\frac{\text{gm}^3}{\text{cm}}$. Admettons ces valeurs, ainsi que la pression de 20 atmosphères que M. Olszewski (voir § 2) considère comme *pression critique;* l'équation (5) nous donnera $t_c = 41,3$; c'est-à-dire -232°C. environ. Telle est donc la *température critique* que demande pour l'hydrogène la loi de correspondance thermodynamique. Ayant égard à l'incertitude qui règne sur la valeur de la constante b, nous pourrons fixer à -229°C. et à -234°C. les limites théoriques dans lesquelles la température critique de l'hydrogène doit être contenue.

Admettons ces valeurs : -232°C. et 20 atmosphères comme celles qui conviennent au point critique de l'hydrogène; d'après la loi de correspondance thermodynamique il nous sera facile de calculer la température d'ébullition, sous 1 atmosphère de pression.

A cette température en effet la valeur *spécifique* de la pression de la vapeur saturée sera de $\frac{1}{20}$ ou 0,05; la valeur *spécifique* de la température qui, pour tous les corps, correspond à cette valeur de la pression de la vapeur saturée est 0,0706; par conséquent la *température d'ébullition de l'hydrogène* sera — 244°C. En diminuant la pression exercée sur l'hydrogène liquide on aura les températures suivantes :

Pressions.	Degrés centigrades.
mm	°
608	— 244,5
456	— 245,3
304	— 246,3
152	— 247,7
121,6	— 248,1
91,2	— 248,6
60,8	— 249,3
30,4	— 250,4
15,2	— 251,4
7.6	— 252,3
3,8	— 253,2
1,5	— 254,5

2. M. Olszewski (¹) a décrit de la manière suivante les observations qui l'ont conduit à admettre 20 atmosphères comme pression critique de l'hydrogène. « Mon attention, nous dit-il, a été attirée par cette circonstance que l'ébullition de l'hydrogène se produit invariablement à la même pression pendant la détente, quelle que soit la pression initiale, sous la condition cependant que cette pression initiale ne soit pas inférieure à une certaine limite. Ainsi l'ébullition avait lieu invariablement à 20 atmosphères, la pression initiale étant de 80, 90, 100, 110, 120, 130 et 140 atmosphères; elle se produisait au contraire à 18, à 16 et à 14 atmosphères environ lorsque la pression initiale était de 70, de 60, de 50 atmosphères. Ces expériences m'obligent à conclure que cette pression de 20 atmosphères représente la pression critique de l'hydrogène. Supposons, en effet, que l'hydrogène, porté à — 211° au moyen de l'oxygène bouillant dans le vide (c'est-à-dire

(¹) *Mémoires de l'Académie des Sciences de Cracovie*, vol. XXIII, p. 387. — *Philosophical Magazine*, febr. 1895, p. 202.

à une température supérieure d'une dizaine ou plus de degrés à la température critique), soit soumis à la détente assez lente; la température dans ce cas s'abaisse jusqu'au point critique à présent inconnu. Cela arrive au-dessus de la pression critique, si la pression initiale est supérieure à une certaine limite, dans mes expériences à 80 atmosphères; dans ce cas la liquéfaction du gaz se traduira par le phénomène d'ébullition brusque, dès que nous aurons diminué la pression jusqu'à la pression critique. Si la pression initiale n'est pas suffisamment élevée, l'hydrogène ne parviendra à la température de liquéfaction qu'au-dessous de la pression critique. Sans vouloir prétendre à une explication thermodynamique complète de ces phénomènes, nous admettrons, à titre d'approximation, que la détente, supposée adiabatique, qui s'opère depuis une certaine pression initiale p_0 et la température initiale t_0, se trouve être juste suffisante pour ramener le gaz simultanément à la température critique t_c et à la pression critique p_c; nous aurons

$$(11)\qquad \left(\frac{t_c}{t_0}\right)^k = \left(\frac{p_c}{p^0}\right)^{k-1},$$

k désignant le rapport des deux chaleurs spécifiques, égal pour l'hydrogène à 1,4 environ. Si dans cette équation nous posons, d'après les données que cite notre éminent collègue,

$$(12)\qquad t_0 = 273 - 211 = 62, \qquad p_c = 20^{\text{atm}}, \qquad p_0 = 80^{\text{atm}},$$

nous aurons

$$(13)\qquad t_c = 41,7, \qquad \text{c'est-à-dire} \qquad -231^\circ\text{C. environ.}$$

Pour nous rendre compte de l'erreur que l'omission de l'absorption de la chaleur pendant la détente a pu nous faire commettre, observons, en premier lieu, que la détente tout entière n'avait que peu de durée : une à deux secondes tout au plus, d'après ce que M. Olszewski a bien voulu nous apprendre; la température ambiante était de -211°C. Calculons, en second lieu, par la même méthode, la température critique de l'oxygène, d'après les données qui se trouvent consignées dans le Mémoire de M. Olszewski

$$(14)\qquad t_0 = 170,5, \qquad p_c = 51^{\text{atm}}, \qquad p_0 = 80^{\text{atm}}.$$

L'équation (11) nous donne ici — 123°C., tandis que la température critique de l'oxygène est, on le sait, de — 118°,8C. Nous pouvons admettre par conséquent que la température critique de l'hydrogène se trouve nécessairement à quelques degrés au-dessus de — 231°C.; par exemple à — 228°C. environ.

Ce résultat est parfaitement en accord avec le nombre que nous avons calculé par une voie purement théorique.

ADOLFO CAMPETTI. — Sur la détermination des constantes diélectriques au moyen des oscillations rapides (*Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei*, 5e série, t. III, p. 16-24; 1er juillet 1894).

L'appareil est celui de M. Lecher légèrement modifié : les extrémités des fils secondaires sont reliées aux armatures internes de deux condensateurs dont les armatures externes sont en communication; ces dernières sont reliées à une paire de quadrants, les premières à l'autre paire et à l'aiguille d'un électromètre d'Edelmann remplaçant le tube à vide employé par Lecher.

Les mesures se font ainsi : On intercale un condensateur C de capacité connue et variable à volonté sur l'un des fils secondaires et l'on détermine les positions d'un nœud pour diverses valeurs de la capacité; on dresse une table des résultats obtenus. Ensuite, on remplace C par un condensateur cylindrique formé de deux tubes de verre concentriques et étamés, et on détermine les positions du nœud quand l'espace annulaire est rempli d'air, puis quand il est rempli de liquide. La table permet d'en déduire la capacité du condensateur dans l'un et l'autre cas et, par suite, de calculer la constante diélectrique d.

L'auteur a trouvé pour :

Pétrole commun de densité 0,801 à 18°	$d =$ 2,03
Benzine (2 échantillons)	2,33 et 2,29
Huile d'olives de densité 0,915 à 18° (2 échantillons).	2,84 et 2,97
Alcool isobutylique de densité 0,817	19,7
Alcool éthylique à 97 pour 100	24,8
Alcool méthylique à 97,5 pour 100	31,2
Eau distillée	71,3

Pour les quatre derniers liquides, il fallut employer des condensateurs qui, étant vides, avaient une capacité trop faible pour être mesurée au moyen du déplacement des nœuds; cette capacité était calculée à l'aide d'une formule de J.-J. Thomson.

Quelques expériences ont été faites avec des dissolutions d'acide chlorhydrique gazeux, dans les trois alcools et dans l'eau, dans le but de chercher quelle influence peut avoir, sur la valeur de la constante diélectrique, une augmentation considérable de la conductibilité; elles ont montré que cette valeur variait peu.

Les valeurs de d trouvées par l'auteur pour le pétrole, l'alcool éthylique et l'eau, vérifient bien la relation de Maxwell $n^2 = d$, lorsqu'on donne à n les valeurs obtenues par MM. Arons et Rubens (¹), Cohn (²), Ellinger (³) et Yule (⁴) pour les indices de réfraction des rayons de force électrique dans ces substances, c'est-à-dire si l'on prend, pour n et d, des nombres obtenus dans des conditions analogues; c'est ce que fait voir le Tableau suivant où sont indiqués les noms des expérimentateurs à qui sont dues les valeurs de n.

	n.	n^2.	d.	
Pétrole..........	1,40	1,96	2,01	Arons et Rubens
Alcool éthylique.	5,17 4,9	25,4	24,8	Yule, Ellinger
Eau.............	8,38 8,53 8,9	72,6	71,3	Yule, Cohn, Ellinger

J. BLONDIN.

CHARLES-B. THWING. — Sur une relation entre la capacité inductive spécifique et la constitution chimique des diélectriques (*The physical Review*, t. II, p. 35-53; 1894).

La disposition expérimentale comprend :

1° Un circuit primaire formé d'un fil de cuivre de 1^{mm} de diamètre replié en forme de carré de 60^{cm} de côté; au milieu du côté inférieur se trouve un condensateur à plateaux et à lame d'air de

(¹) *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 581; 1891. — *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. X, p. 379.

(²) *Id.*, t. XLV, p. 370; 1892. — *Id.*, 3ᵉ série, t. III, p. 270.

(³) *Id.*, t. XLVI, p. 513; 1892. — *Id.*, *id.*, p. 274.

(⁴) *Phil. Mag.*, t. XXXVI, p. 531; 1893.

capacité variable ; au milieu du côté supérieur est un interrupteur à étincelles : les deux boules de cet interrupteur sont reliées aux deux pôles d'une bobine de Ruhmkorff ;

2° Un circuit secondaire formé comme le précédent et disposé parallèlement à une distance de 15cm de celui-ci ; au milieu du côté inférieur se trouve un condensateur à lame d'air de Kohlrausch ; on peut facilement le remplacer par un condensateur plan ou condensateur cylindrique entre les armatures duquel se trouve le diélectrique étudié ;

3° Un appareil permettant d'évaluer l'intensité des oscillations électriques induites dans le secondaire.

Ce dernier appareil, imaginé par Hertz, utilise l'allongement d'un des côtés du cadre secondaire sous l'influence de la chaleur développée par le passage des courants oscillatoires. A cet effet, le côté supérieur de ce cadre est formé d'un fil de maillechort très fin (0mm,12 de diamètre), coupé en son milieu ; les extrémités voisines des deux tronçons *a* et *b* sont soudées aux extrémités d'un diamètre horizontal d'un gros fil vertical *c* ; les extrémités de ce fil sont elles-mêmes soudées à deux fils fins *d* et *e* ; le fil *d* est attaché par sa partie supérieure, à une vis de torsion ; l'extrémité inférieure du fil *e* est fixée invariablement. Si l'on tourne la vis de torsion dans un sens convenable, les tronçons *a* et *b* se trouvent tendus et, quand ces tronçons se dilatent, le gros fil *c* peut tourner ; un miroir fixé à ce fil permet d'évaluer optiquement la rotation.

Pour faire une mesure, on commence par intercaler le condensateur à lame diélectrique solide ou liquide dans le circuit secondaire et l'on cherche à quelle distance doivent se trouver les plateaux du condensateur primaire pour que la déviation du miroir soit maximum. Les deux circuits primaire et secondaire sont alors en résonance. Ensuite, on substitue au condensateur à lame diélectrique le condensateur de Kohlrausch et, sans toucher au condensateur primaire, on modifie la distance des plateaux du condensateur de Kohlrausch jusqu'à ce que la déviation du miroir soit maximum. Les deux circuits primaire et secondaire sont de nouveau en résonance ; par suite, la capacité C' du condensateur de Kohlrausch doit être égale à la capacité qu'avait le condensateur à lame diélectrique employé dans la première partie de l'expérience.

C′ est déduit, au moyen de la formule de Kirchhoff, du rayon et de l'écartement des plateaux. On calcule la capacité C qu'aurait le condensateur plan ou cylindrique, si ses armatures, au lieu d'être séparées par le diélectrique étudié, étaient séparées par de l'air. Le rapport $\frac{C'}{C}$ donne la capacité inductive spécifique K.

Cette méthode est, d'après l'auteur, très sensible et très rapide; on peut d'ailleurs dresser à l'avance une Table donnant les valeurs de C′, correspondant à la résonance des circuits pour toutes les positions des plateaux du condensateur primaire; il suffit alors d'exécuter pour chaque substance la première partie de l'expérience.

Un grand nombre de substances solides et liquides ont été étudiées de cette manière. Les résultats peuvent être très bien représentés par la formule

$$K = \frac{D}{M}(a_1 k_1 + a_2 k_2 + \ldots),$$

où D est le poids spécifique, M le poids moléculaire, $k_1, k_2, \ldots$ des constantes se rapportant à chaque élément chimique ou groupement d'atomes entrant dans la formule de la substance, et a_1, $a_2, \ldots$ étant les nombres d'atomes ou de groupements constituant la molécule.

Pour les solides et quelques liquides ne contenant aucun groupement d'atomes, les capacités atomiques sont proportionnelles aux poids atomiques; la formule précédente devient alors $K = kD$ ou $k = 2{,}6$.

La capacité inductive spécifique dépend de la température. Celle de l'eau présente un maximum vers 4°C.; elle est égale à 79,46 à 0°; 85,20 à 4° et 76,20 à 12°.

J. Blondin.

CLAYTON H. SHARP et W.-R. TURNBULL. — Étude bolométrique des étalons photométriques (*The physical Review*, t. II, p. 1-35; 1894).

De nombreuses mesures, faites avec la bougie anglaise, la bougie allemande, la lampe Hefner, la lampe Carcel et le bec Argand muni de l'écran Methven, ont fourni les résultats suivants :

L'intensité totale des radiations émises par ces divers étalons

présente des fluctuations extrêmement rapides, qui, à l'exception de celles de la lampe Carcel, ont généralement une amplitude considérable.

Les fluctuations de l'intensité de la bougie anglaise présentent une certaine périodicité. La différence entre l'intensité maximum et l'intensité minimum observée atteint 46,5 pour 100 de l'intensité moyenne.

Pour la bougie allemande, cette différence est de 24 pour 100. Ce nombre semblerait indiquer que la bougie allemande est préférable à la bougie anglaise comme étalon photométrique, mais cette dernière, étant moins sujette que la bougie allemande à de faibles variations, est, en réalité, préférable.

Pour l'étalon Hefner, la différence maximum est de 22,6 pour 100, mais cette grande différence est loin d'avoir la même importance que dans le cas des bougies, car elle résulte des variations dans la hauteur de la flamme, hauteur qu'il est facile de maintenir sensiblement constante dans les mesures photométriques.

Les variations d'intensité de la lampe Carcel atteignent au plus 18,2 pour 100 de l'intensité moyenne. Ce nombre est encore considérable, mais il provient de la comparaison de résultats obtenus dans des expériences différentes. En général, l'intensité demeure pratiquement constante pendant un temps assez long; ainsi, dans une expérience, la variation a été moindre que 0,8 pour 100 pendant trente-cinq minutes.

L'écran Methven, employé avec un brûleur Argand, donnait lieu à des variations d'intensité plus grandes que celles de la lampe Carcel.

Si l'on divise la déviation galvanométrique moyenne donnée par la bougie allemande ou la lampe Hefner par celle que donne la bougie anglaise, on obtient respectivement 1,2275 et 0,9415. Ces nombres diffèrent peu des nombres 1,13 et 0,98, qui, d'après M. Violle, expriment l'intensité lumineuse de la bougie allemande et de la lampe Hefner en fonction de celle de la bougie anglaise prise pour unité, et cette concordance indique que, pour ces trois étalons photométriques, le rapport de l'énergie lumineuse à l'énergie totale des radiations est sensiblement le même.

J. Blondin.

M. TŒPLER. - Bestimmung der Volumänderung beim Schmelzen für eine Anzahl von Elementen (Mesure du changement de volume par la fusion d'un certain nombre d'éléments); *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 343; 1894.

Le Tableau suivant résume, d'après M. Tœpler, toutes les mesures antérieures aux siennes. La deuxième colonne donne le nombre de centimètres cubes dont 1gr de substance se dilate par la fusion (K_λ); la troisième colonne, la dilatation proportionnelle α rapportée à 100 volumes de liquide au point de fusion :

	K_λ.	α.	
Phosphore...	0,01902	»	Kopp.
	0,0191	3,4	Leduc.
	0,01943	»	Pisati et Franchis.
Sodium......	0,02623	2,5	E. Hagen.
Soufre.......	0,0275	5,2	Kopp.
Potassium...	>0,030	2,6 à 3,1	E. Hagen.
Fer.........	—0,0085	— 5,5	Th. Wrightson.
Brome.......	»	6,0	Pierre.
Cadmium....	0,00565	4,72	Vicentini et Omodei.
Étain........	0,00389	2,80	»
	0,0028	2,00	E. Wiedemann.
Iode.........	0,0423	20,4	Billet.
Mercure.....	0,00259	3,67	Mallet.
Thallium....	0,00376	4,3	Omodei.
Plomb.......	0,00307	3,39	Vicentini et Omodei.
Bismuth.....	—0,00342	— 3,31	»
	—0,00350	— 3,39	

Voici les nombres déterminés directement par M. Tœpler :

	K_λ.	α.
Sodium......	0,0264	2,5
Aluminium...	0,019	4,8
Soufre.......	0,0287	5,5
Potassium...	(0,030)	2,5
Zinc.........	0,010	»
Sélénium....	(0,018)	»
Brome.......	0,0511	»
Rubidium....	0,14	»
Cadmium....	0,0064	5,2
Étain........	0,00390	2,8
Antimoine...	0,0022	1,4

	K_λ.	α.
Tellure......	0,0123	»
Iode.........	0,0434	21,1
Thallium....	0,0027	3,1
Plomb.......	0,0034	3,7
Bismuth.....	—0,0034	— 3,27

L'auteur observe que la valeur de K_λ, dans un même groupe de Mendéléeff, décroît en général quand le poids atomique augmente.

E. Bouty.

J. Webster LOW. — Ueber die Schallgeschwindigkeit in Luft, etc. (Sur la vitesse du son dans l'air, les gaz et les vapeurs pour des sons simples de diverses hauteurs); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 641; 1894.

Les expériences de M. Webster Low ont été réalisées au moyen d'un tube interférentiel de Quincke. C'est un tube cylindrique vertical ouvert par le haut, muni d'un robinet à sa partie inférieure et communiquant avec un réservoir d'eau latéral. On fait vibrer un diapason devant l'orifice. Un flotteur placé dans le tube est réglé par le jeu du robinet et du réservoir, de manière que le tube donne un renforcement maximum du son. On mesure sur une règle graduée la distance des positions du flotteur correspondant à deux maxima successifs. On calcule enfin la vitesse du son dans l'air sec à 0° et sous la pression de 760^{mm} par la formule

$$v_0 = 2n\frac{\lambda}{2}\left(1 - \frac{\alpha t}{2} - \frac{3}{16}\frac{S}{B}\right),$$

dans laquelle n est le nombre de vibrations du diapason, λ la longueur d'onde mesurée, α le coefficient de dilatation du gaz, t la température, S la tension maximum de la vapeur d'eau, B la hauteur barométrique.

Les expériences faites avec des tubes de divers diamètres sont bien représentées par la formule de Kirchhoff [1]

$$v = a\left(1 - \frac{\gamma}{2r\sqrt{\pi n}}\right);$$

---

[1] Kirchhoff, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, p. 177, 1868; *Gesammelte Abhandlungen*, p. 543.

v, vitesse dans le tube; a, vitesse réduite à l'espace illimité; r, rayon du tube; n, nombre de vibrations du diapason; γ, une constante qui, pour l'air, s'est trouvée égale à 0,007989 et pour l'acide carbonique à 0,004577. Les valeurs correspondantes de a sont $330^m,88$ et $257^m,26$.

Des expériences réalisées avec l'hydrogène sont moins satisfaisantes, ce que l'auteur attribue à la faiblesse du renforcement donné par ce gaz et à la difficulté que l'on éprouve alors à saisir la vraie position du maximum.

M. Webster Low a aussi opéré sur un mélange d'air et de vapeur d'éther. Il trouve pour la vitesse du son dans la vapeur d'éther $175^m,93$.

Les valeurs de $\frac{C}{c}$ déduites de l'ensemble de ces mesures sont les suivantes :

Air	1,3968
Acide carbonique	1,2914
Vapeur d'éther	1,0244

Cette dernière valeur du rapport $\frac{C}{c}$ paraîtra sans doute singulièrement petite. M. Müller [1] avait trouvé antérieurement pour la même vapeur $\frac{C}{c} = 1,0288$ entre $22°,5$ et $45°$ et M. Jaeger [2] $\frac{C}{c} = 1,097$ à $20°$.

E. Bouty.

O. WIEDEBURG. — Das Gibbs'sche Paradoxon (Le paradoxe de Gibbs); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 684; 1894.

On sait que, d'après M. Gibbs, l'entropie du mélange de plusieurs gaz est égale à la somme des entropies de ces gaz considérés comme occupant chacun le volume total v du mélange; c'est-à-dire que, si m_1, m_2, m_3 représentent les masses des gaz mêlés, c_1, c_2, c_3 leurs chaleurs spécifiques sous volume constant, R_1, R_2, R_3 les constantes de la formule des gaz parfaits correspondantes, enfin,

---

(1) Muller, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 116; 1883.
(2) Jaeger, *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 209; 1889.

S l'entropie de l'unité de masse du mélange, on a, en désignant par A_1, A_2, A_3 trois constantes,

$$
(1)\quad \left\{
\begin{aligned}
&(m_1 + m_2 + m_3)\,S\\
&\quad = m_1 A_1 + m_2 A_2 + m_3 A_3 + (m_1 c_1 + m_2 c_2 + m_3 c_3)\log T\\
&\qquad + \frac{1}{E}\left(m_1 R_1 \log\frac{v}{m_1} + m_2 R_2 \log\frac{v}{m_2} + m_3 R_3 \log\frac{v}{m_3}\right).
\end{aligned}
\right.
$$

Essayons d'appliquer cette formule au cas du mélange de trois masses d'un gaz identique. On peut supposer que ces masses ont été amenées séparément à la pression finale et qu'on les a laissées ensuite se mêler; et comme, dans ce cas, la diffusion ne peut modifier en rien l'état du gaz, identique à lui-même avant et après le mélange, on devrait s'attendre à ce que l'entropie n'eût pas varié. Or, l'entropie totale avant le mélange a pour expression

$$
\begin{aligned}
&(m_1 + m_2 + m_3)(A + cT)\\
&\quad + \frac{R}{E}\left(m_1 \log\frac{m_1 v}{m_1 + m_2 + m_3}\right.\\
&\qquad\qquad \left. + m_2 \log\frac{m_2 v}{m_1 + m_2 + m_3} + m_3 \log\frac{m_3 v}{m_1 + m_2 + m_3}\right),
\end{aligned}
$$

tandis que, d'après la formule (1), elle est, après le mélange,

$$
(m_1 + m_2 + m_3)(A + cT) + \frac{R}{E}\left(m_1 \log\frac{v}{m_1} + m_2 \log\frac{v}{m_2} + m_3 \log\frac{v}{m_3}\right).
$$

L'accroissement de l'entropie n'est pas nul. C'est en cela que consiste le paradoxe de Gibbs.

M. Wiedeburg s'efforce d'établir qu'il n'y a de contradiction que si l'on suppose les gaz *identiques* ou *infiniment peu différents*. Dans la nature, deux sortes de matière présentent toujours des propriétés nettement distinctes. L'application de la formule (1) à la dissociation, d'ailleurs justifiée par ses conséquences, n'offre plus rien de choquant pour l'esprit. E. Bouty.

W. NERNST. — Ueber die mit der Vermischung concentrirter Lösungen, etc. (Sur la variation d'énergie libre par le mélange des dissolutions concentrées); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 57; 1894.

M. Nernst insiste sur la différence de propriétés que mani-

festent, au point de vue thermodynamique, certaines dissolutions concentrées par rapport aux dissolutions très étendues.

On sait que la force électromotrice d'une pile formée d'électrodes de zinc dans deux dissolutions différemment concentrées de chlorure de zinc est très sensiblement indépendante de la température. Il en résulte, d'après la théorie de Helmholtz, que *la variation de l'énergie totale, résultant du mélange de deux dissolutions de chlorure de zinc, est très sensiblement égale à la variation de l'énergie libre*. En d'autres termes, la quantité de chaleur, résultant du mélange des dissolutions, est équivalente à l'énergie électrique que la pile est susceptible de produire, ou plus généralement *au travail extérieur maximum* que les dissolutions considérées sont susceptibles de donner par leur mélange. Si elles produisent un travail externe d'une manière isothermique, elles ne dégagent ni n'absorbent de quantité de chaleur sensible.

Désignons par p_1 et p_2 les forces élastiques maximum de la vapeur émise par deux dissolutions différemment concentrées : le travail correspondant au transport d'une molécule d'eau de l'une à l'autre a, comme on sait, pour expression

$$RT \log \frac{p_2}{p_1},$$

où R est la constante de la formule

$$pv = RT,$$

appliquée à la vapeur d'eau. Cette quantité se trouve effectivement équivalente à la chaleur dégagée par le mélange, soit de dissolutions de chlorure de zinc, soit de dissolutions d'acide sulfurique, ces dernières comprenant de sept à dix-huit molécules d'eau par molécule d'acide.

M. Nernst propose de désigner les dissolutions jouissant de cette propriété sous le nom de *dissolutions concentrées idéales*, par opposition aux *dissolutions étendues idéales*, auxquelles s'appliquent les lois de la pression osmotique énoncées par M. Van t'Hoff. Pour ces dernières dissolutions, la variation de l'énergie totale résultant du mélange est nulle, comme pour les gaz : à tout travail extérieur, accompli d'une manière isothermique,

correspond une absorption de chaleur équivalente. Tandis que, pour les dissolutions étendues, $\log\frac{p_2}{p_1}$ est très sensiblement indépendant de la température, ce logarithme, pour les dissolutions concentrées idéales, est sensiblement en raison inverse de la température absolue. E. Bouty.

G. QUINCKE. — Ueber die Messung der Oberflächenspannung, etc. (Sur la mesure de la tension superficielle de l'eau et du mercure dans des tubes capillaires), t. LII, p. 1; 1894.

1. Les mesures de la tension superficielle de l'eau, obtenues par diverses méthodes, sont, en somme, peu concordantes, comme on le voit par le Tableau suivant :

	Observateurs.	Méthode.	A $\frac{mg}{mm}$ à 18°.	à 0°
1868.	Quincke.	Ascension le long d'une lame de verre.	8,375	8,708
1877.	Quincke.	Bulles d'air.	7,881 à 8,415	8,207 à 8,749
1887.	Timberg.	Id.	7,878	8,204
1863.	Wilhelmy.	Pesée du liquide soulevé le long d'une lame de verre.	7,945	8,260
1887.	Timberg.	Adhésion à un anneau de platine.	7,831	8,236
1892.	Weinberg.	Adhésion à un anneau de cuivre.	7,83	8,16
1893.	Proctor Hall.	Pesée d'une lame liquide.	7,437	7,695
1885.	Magie.	Mesure du rayon de courbure au point le plus bas d'un ménisque.	7,234	7,528
1879.	Lord Rayleigh.	Veine liquide en vibration.	7,35	7,64
1887.	Lenard.	Gouttes vibrantes.	7,5 à 7,8	7,798 à 8,110
1890.	Lord Rayleigh.	Ondes courtes.	7,843 à 7,645	7,842 à 7,949
1877.	Quincke.	Tubes capillaires.	7,35	7,642
1882.	Wolkmann.	Id.	7,46	7,76
1868.	Quincke.	Gouttes tombantes.	6,259	6,508

Dans le Mémoire actuel, M. Quincke étudie spécialement la méthode des tubes capillaires. Il persiste à affirmer que l'angle de raccordement de l'eau et du verre dans les conditions ordinaires

est rarement nul. Pour mesurer cet angle sur le tube capillaire employé, M. Quincke éclaire le ménisque par-dessous, à l'aide d'un prisme à réflexion totale placé sous la cuve et qui envoie verticalement de bas en haut un faisceau de lumière parallèle. Le dernier élément du ménisque, au contact de la paroi, agit comme un miroir et le dernier rayon réfléchi fait avec la verticale un angle double de l'angle de raccordement β à mesurer. Si donc on a soin d'entourer d'un manchon plein d'eau la partie du tube capillaire où se forme le ménisque, l'œil de l'observateur, se déplaçant au-dessus du manchon pour recevoir la lumière réfléchie, constatera l'existence d'un espace sombre au voisinage du tube. Des procédés faciles à imaginer permettent de mesurer l'angle du dernier rayon émergent avec la verticale, d'où l'on déduit β.

Nous n'insisterons pas sur la mesure des hauteurs de liquide soulevées qui, d'après M. Quincke, est exacte au millième près. L'auteur coupe le tube au niveau du ménisque et en mesure le diamètre au microscope également à un millième près. Les valeurs de la constante capillaire doivent donc être concordantes à $\frac{1}{500}$. Or les différences constatées peuvent atteindre $\frac{1}{30}$ suivant la matière du verre, le temps depuis lequel le tube a été étiré et la grandeur de son rayon. Les plus grandes valeurs de la tension superficielle correspondent aux plus grands rayons. Le verre de Thuringe facilement soluble et le verre d'Iéna difficilement soluble donnent des tensions superficielles moindres que le verre normal d'Iéna.

L'*âge* des tubes agit surtout pour modifier l'angle de raccordement qui peut atteindre jusqu'à 9°. Dans des tubes *que l'on vient d'étirer,* l'angle de raccordement est nul. C'est à ce dernier cas que se rapporte le Tableau suivant :

h.	$2z$.	t.	A_{t}.	A_{0}.
		Verre normal d'Iéna.		
mm	mm	°		
97,70	0,3046	15,5	7,392	7,686
87,74	0,3399	16,8	7,430	
65,90	0,4511	18,0	7,423	
51,47	0,5903	14,8	7,537	
37,91	0,7998	16,5	7,546	
35,93	0,8459	16,9	7,593	
28,64	1,064	16,5	7,592	
21,61	1,425	16,6	7,846	8,151

Flint-glass anglais.

mm	mm	°		
67,72	0,4463	15,0	7,500	7,798
55,49	0,5434	16,4	7,503	
47,45	0,6365	15,4	7,501	
39,63	0,7796	16,0	7,682	
31,67	0,9530	17,1	7,524	
26,67	1,154	15,7	7,537	
22,82	1,338	17,4	7,613	
19,76	1,576	18,0	7,776	8,085

Verre de Thuringe.

64,98	0,4603	15,0	7,418
60,20	0,4953	18,7	7,439
32,10	0,9326	16,5	7,451

Verre d'Iéna difficilement fusible.

66,85	0,4471	16,9	7,447

M. Quincke ne s'arrête à aucune explication de ces variations. Il est naturel d'imaginer que, dans une méthode où la surface capillaire est très petite, les parois de verre fournissent en quantité variable une impureté qui souille la surface et abaisse la tension superficielle. On s'expliquerait ainsi l'accroissement de la tension superficielle avec le rayon des tubes; mais il semble que les verres aisément solubles devraient donner les plus petites tensions superficielles, ce qui n'est pas.

2. En ce qui concerne le mercure, M. Quincke a donné en 1858 des valeurs de la tension superficielle très supérieures à celles trouvées depuis par d'autres expérimentateurs.

Observateurs.	Méthode.	A.
1858. Quincke.	Gouttes plates.	53,1
1883. Bashfort.	Petites gouttes.	34
1885. Magie.	Mesure du rayon de courbure du ménisque.	46

De nouvelles mesures réalisées par M. Quincke, avec des tubes capillaires et par une méthode tout à fait analogue à celle qu'il avait employée pour l'eau ont donné une valeur de A égale à $54,8 \frac{\text{mmg}}{\text{mm}}$ et un angle de raccordement de 53° à 49°.

Avec du mercure pur provenant de la distillation de l'oxyde et des tubes en verre normal d'Iéna, M. Quincke a trouvé

$$A = 55,78 \frac{\text{mmg}}{\text{mm}} \quad \text{et} \quad \beta = 52°40.$$

E. Bouty.

F. KOHLRAUSCH et A. HEYDWEILLER. — Ueber reines Wasser (Sur l'eau pure); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 209; 1894.

La conductibilité spécifique de l'eau distillée à l'air avec les plus grandes précautions ne descend guère au-dessous de $0,7.10^{-10}$ (en prenant pour unité, comme le fait toujours M. Kohlrausch, la conductibilité spécifique du mercure à 18°). Déjà, en 1884, M. Kohlrausch [1] avait obtenu, par la distillation dans le vide, une eau de conductibilité spécifique $0,25.10^{-10}$. Mais le vase de verre dont il se sert depuis dix ans et qui est toujours plein d'eau depuis cette époque s'est amélioré, et les auteurs ont pu cette fois abaisser la conductibilité spécifique à $0,04.10^{-10}$.

La température fait varier cette conductibilité dans de très larges limites, par exemple de $0,014.10^{-10}$ à $0,18.10^{-10}$ de 0° à 50°. Quand on élève la température et qu'on l'abaisse ensuite de façon à revenir à la température initiale, la conductibilité ne revient pas exactement à sa valeur primitive; mais son accroissement permanent est faible par rapport à l'accroissement temporaire. On peut donc sans invraisemblance attribuer cette variation temporaire à une variation réelle de conductibilité d'un corps de composition chimique invariable.

La théorie de la dissociation, dans laquelle on attribue la conductibilité de l'eau à un commencement de dissociation en ions libres H et OH, prévoit une variation thermique de la conductibilité de l'ordre de celle qui a été mesurée par MM. Kohlrausch [1] et Heydweiller. Les auteurs développent à ce sujet des calculs d'où ils induisent que la conductibilité de l'*eau pure* à 18° doit être

$$0,036.10^{-10},$$

---

(1) F. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. XXIV, p. 48; 1884.

c'est-à-dire ne diffère que de 10 pour 100 de celle qu'ils ont mesurée. La quantité d'hydrogène libre dans 1^{mc} d'*eau pure* à 18° serait $0^{mgr},24$ seulement.

Le contact de l'air élève rapidement la conductibilité de l'*eau pure*. Le passage du courant produit un effet analogue, probablement en fournissant à l'eau des produits volatils enlevés aux électrodes.

La loi de Ohm paraît rigoureusement applicable à l'eau pure.

E. Bouty.

F. AUERBACH. — **Ueber die Härte und Elasticitätsverhältnisse des Glases (Coefficients de dureté et d'élasticité du verre); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 1000; 1894.**

Ces expériences réalisées par les méthodes antérieurement décrites par l'auteur (¹) se rapportent à une série d'échantillons de verre de compositions bien déterminées.

Parmi les résultats, nous nous bornerons à signaler les suivants.

En général, la dureté s'exprime comme une fonction linéaire de coefficients attribués aux éléments qui entrent dans la composition du verre. L'alumine a le coefficient le plus élevé; la soude et la chaux ont des coefficients négatifs.

Le rapport μ de la contraction transversale à la dilatation longitudinale a varié de 0,17 à 0,30; en général μ varie en sens inverse de la dureté et grossièrement en raison inverse.

E. Bouty.

P. GLAN. — **Ueber ein Gesetz der Kerzenflammen (Sur une loi relative à la flamme des bougies); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 584; 1894.**

L'éclairement produit par des bougies de divers modèles varie très sensiblement en proportion du volume de la flamme.

E. Bouty.

(¹) Voir *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. I, p. 528; II, p. 514.

K.-R. KOCH. — Ueber künstliche Gletscher (Glaciers artificiels); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 212; 1894.

La matière qui s'écoule est de la poix à colophane ou toute autre variété de poix rendue cassante à sa surface par l'addition d'une substance étrangère.

L'appareil est une cuve en bois horizontale munie d'un canal ou déversoir assez large, incliné à 45° et dans lequel on peut visser des obstacles. La cuve représente le névé supérieur. La poix, qui s'écoule lentement par le canal, donne lieu à des phénomènes analogues à ceux que l'on observe sur les glaciers naturels : mouvement plus rapide des parties centrales, disposition des stries, des crevasses, etc. E. Bouty.

F. RICHARZ et O. KRIGAR-MENZEL. — Die Abnahme der Schwere, etc. (Diminution de la pesanteur avec la hauteur, évaluée par des pesées); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 559; 1894.

Une forte balance possède deux couples de plateaux séparés par une distance verticale de $2^m,26$. Elle a été placée dans une casemate de la citadelle de Spandau et protégée le plus possible contre les variations locales de la température. Les poids, des kilogrammes de cuivre, sont échangés du plateau de droite au plateau de gauche ou du plateau supérieur au plateau inférieur à l'aide de systèmes mécaniques manœuvrés de loin par l'expérimentateur. On établit l'équilibre, toujours de loin, à l'aide de poids additionnels ou de cavaliers, et l'on tient compte de la poussée de l'air que l'on évalue directement à l'aide de deux couples de sphères de platine creuses de même volume que les kilogrammes et dont la cavité intérieure est ou n'est pas en communication avec l'extérieur. Pour le détail des précautions à prendre et des causes d'erreur à éviter, nous renverrons le lecteur au Mémoire original.

Si l'on considère la Terre comme formée de couches concentriques de densité uniforme, la différence de gravité résultant d'une élévation de $2^m,26$ serait de $0,00000697\,\frac{m}{séc^2}$. L'expérience directe a donné une valeur un peu plus faible de $0,000006523\,\frac{m}{séc^2}$.

E. Bouty.

O. LEHMANN. — **Ueber kunstliche Färbung von Krystallen und amorphen Körpern (Sur la coloration artificielle de cristaux et de corps amorphes)**; *Wied. Ann.*, t. LI, p. 47; 1894.

M. Lehmann obtient une grande quantité de cristaux colorés artificiellement et très fortement dichroïques. Ce qu'il y a de curieux dans ses expériences, c'est que ces cristaux sont en général plus colorés que le liquide au sein duquel ils se forment : la matière colorante est *attirée;* autour du cristal en formation, le liquide devient souvent presque incolore.

L'auteur insiste surtout sur les résultats obtenus avec l'acide méconique. Avec une dissolution alcoolique étendue d'une matière colorante brune (*modebraun*), on obtient des cristaux rouges autour desquels la liqueur se colore en bleu. Avec le violet de méthyle, des cristaux bleus se forment au sein de la dissolution qui est verte, et celle-ci se décolore autour des cristaux. La tropéoline en dissolution aqueuse bleue donne des cristaux bleus et la liqueur se colore en jaune autour des cristaux, etc. Le dichroïsme des trois sortes de cristaux indiqués ci-dessus est caractérisé par les couleurs suivantes : avec le *modebraun,* bleu pâle et brun; avec le violet de méthyle, incolore et bleu; avec la tropéoline, incolore et violet.

On peut remplacer l'acide méconique par les acides hippurique, phtalique, tartrique, maléique, vératrique, protocatéchique, mésaconique, le sulfate de quinine, la succinamide, etc. Le nombre des cristaux dichroïques ainsi produits est de plusieurs centaines.

Voici dans quelles conditions se forment ces cristaux. Soit, par exemple, une dissolution d'acide méconique et de safranine chaude. Si on la refroidit progressivement, la dissolution se trouve d'abord saturée pour l'acide méconique et celui-ci se sépare de la liqueur en cristaux incolores; par un refroidissement plus grand, la liqueur se trouve saturée de safranine par rapport aux cristaux d'acide méconique, et ceux-ci croissent en s'entourant de couches de plus en plus colorées à mesure que la température est plus basse.

Les cristaux obtenus ont en général une tendance à se défor-

mer, à se diviser en feuillets ou en fibres. M. Lehmann dessine dans son Mémoire les plus curieuses de ces déformations.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. V; mai 1895.

H. Pellat. — *Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb. — Forces électriques agissant à la surface de séparation de deux diélectriques*, p. 5.

Le P. Schaffers. — *Sur la théorie de la machine Wimshurst*, p. 132.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XXXIX; mai 1895.

W.-E. Ayrton et E.-A. Medley. — *Essais de lampes à incandescence et description des instruments de mesure employés*, p. 389.

D.-J. Korteweg et H. de Vries. — *Changement de forme d'ondes longues progressant dans un canal rectangulaire et type nouveau d'ondes stationnaires*, p. 422.

S. Skinner. — *Pile à étain et à chlorure de chrome*, p. 444.

Ch.-V. Burton. — *Quelques expériences d'acoustique*, p. 447.

R.-M. Deeley. — *Grain des glaciers*, p. 453.

L. Natanson. — *Interprétation cinétique de la fonction de dissipation*, p. 455.

J. Evershed. — *Expériences sur la radiation des gaz chauffés*, p. 476.

Wiedemann's Annalen.

T. LIV; n° 3, 1895.

F. Kohlrausch et Ad. Heydweiller. — *Sur les changements de résistance des dissolutions produites par des courants électriques constants*, p. 385.

E. Warburg. — *Sur la conductibilité électrique et la convection dans des dissolutions étendues faiblement conductrices*, p. 396.

K. Stecker. — *Sur la conductibilité électrique*, p. 434.

A. Bock. — *Sur le rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale de barreaux de fer par l'aimantation*, p. 442.

O. Grotrian. — *Sur l'aimantation de cylindres de fer; deuxième Mémoire*, p. 452.

H. Rubens. — *La formule de dispersion de Ketteler-Helmholtz,* p. 476.

A. Dahms. — *Sur le point de congélation de quelques mélanges binaires de substances hétéromorphes,* p. 486.

C.-A. Mœbius. — *Sur la décharge lumineuse dans l'air,* p. 520.

B. Weinstein. — *Sur l'équation d'état des corps et la température de l'air,* p. 344.

T. LIV, n° 4; 1895.

C. Heinke. — *Études sur les condensateurs,* p. 577.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur la luminescence,* p. 604.

L. Graetz et L. Fomm. — *Sur la dispersion normale et anormale des ondes électriques,* p. 626.

E. Taylor Jones. — *Sur la force magnétique portative,* p. 641.

W. Schmidt. — *Recherches sur l'aimantation du fer par de très petites forces,* p. 655.

F. Paschen. — *Dispersion et constante diélectrique,* p. 668.

W. Kaufmann. — *Sur le mouvement des cordes frappées,* p. 675.

Th. Lohnstein. — *Calcul des constantes capillaires par des mesures sur des gouttes de moyenne grosseur,* p. 713.

G. Berthold. — *La machine pneumatique originale d'Otto de Guericke,* p. 724.

E. Warburg. — *Note sur l'action de la décharge lumineuse sur l'oxyde de plomb,* p. 727.

E. Riecke. — *Sur l'équilibre entre un corps solide homogène déformé et le même corps à l'état liquide; particulièrement dépression du point de fusion par la traction,* p. 731.

E. Riecke. — *Sur l'équation d'état de Clausius,* p. 739.

H.-W. Vogel. — *Sur la perception des couleurs,* p. 745.

W. v. Bezold. — *Remarques sur le Mémoire de M. K. Mack sur la double réfraction des rayons électriques,* p. 752.

J. Klemenčič. — *Appareil pour démontrer le dégagement de chaleur dans des fils par des oscillations électriques,* p. 755.

TABLE DES MATIÈRES.

MAI 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — JUIN 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, du Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au mois de

Le Journal de Physique théorique et appliquée paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 50 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.................. 15 fr.
Autres pays .... 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

DEUX MÉTHODES POUR DÉCOUVRIR ET ÉTUDIER LES COURANTS DANS LES CIRCUITS MÉTALLIQUES OUVERTS ET LES COURANTS DE DÉPLACEMENT DANS LES DIÉLECTRIQUES;

PAR M. W. DE NIKOLAIEVE [1];

Les actions mécaniques qui accompagnent les actions inductrices des champs variables ont fourni à M. W. de Nickolaieve deux méthodes pour étudier les courants induits dans les circuits métalliques ouverts et les courants de déplacement dans les diélectriques. Ses premières expériences lui ont déjà donné d'importants résultats [2].

I. Un circuit métallique ouvert ou un diélectrique peut être le siège de courants alternatifs ou variables. On peut provoquer et étudier ces courants en plaçant dans un champ magnétique alternatif F_m soit une petite bobine ouverte, soit un anneau ouvert en métal auquel on peut associer un condensateur à lames de mica pour en augmenter la capacité, soit un anneau diélectrique. Le courant i, induit par le champ alternatif F_m dans le circuit, excite lui-même autour du circuit un champ alternatif secondaire f_m. Les actions électromagnétiques produisent un couple qui tend à dévier le circuit ouvert. L'observation des déviations du circuit fournit le moyen d'étudier les courants dont il est le siège.

Dans la *première méthode* le circuit ouvert ou le diélectrique est suspendu entre les noyaux de deux électro-aimants excités par le courant d'un alternateur Siemens; il est ainsi placé dans un champ dont la variation est sinusoïdale à 2 pour 100 près. Le couple moteur est maximum quand l'axe de l'anneau est à 45° de l'axe des noyaux. Le couple moteur, dû aux réactions mutuelles des deux champs F_m et f_m, est à chaque instant proportionnel

(1) Extrait par M. Sagnac.

(2) M. de Nikolaieve tient à exprimer ici sa plus vive reconnaissance à M. le professeur H.-F. Weber, doyen de l'Institut fédéral de Physique à Zurich, qui a bien voulu mettre à sa disposition toutes les ressources de ses laboratoires, et à M. le professeur Nicolas de Egoroff, de l'Académie militaire de Médecine de St-Pétersbourg, pour le concours amical qu'il lui a prêté lors des premiers essais effectués dans son laboratoire de Physique.

à $F_m f_m$ et sa valeur moyenne Γ, qui produit la déviation observée, est proportionnelle à

$$\frac{1}{T}\int_0^T F_m f_m \, dt,$$

T étant la période du champ primaire.

Si la perméabilité μ des noyaux est sensiblement constante, Γ est proportionnel au carré moyen de l'intensité du courant des électro-aimants, c'est-à-dire au carré de l'intensité efficace I mesurée par l'électrodynamomètre. Si, de plus, les déviations sont assez faibles pour que l'on puisse supposer constant le coefficient de proportionnalité de Γ, les déviations Δ sont proportionnelles à Γ, c'est-à-dire à I^2. On fait d'abord une série d'expériences avec les courants constants $I_1, I_2, \ldots, I_n$; les champs constants correspondants donnent des déviations $\Delta_1, \Delta_2, \ldots, \Delta_n$, dues seulement aux propriétés magnétiques du circuit ouvert. On observe ensuite les déviations $\Delta'_1, \Delta'_2, \ldots, \Delta'_n$ produites par des courants alternatifs dont les intensités efficaces $I'_1, I'_2, \ldots, I'_n$ sont choisies très voisines des intensités correspondantes des courants constants.

Les *déviations réduites* $\frac{\Delta}{I^2}$ sont retranchées deux à deux; les différences ainsi obtenues, telles que : $\frac{\Delta'_1}{I'^2_1} - \frac{\Delta_1}{I^2_1}$, sont, sous les conditions citées, *uniquement dues* aux réactions des deux champs ou, si l'on veut, aux actions de F_m sur le courant i induit dans l'anneau et doivent suivre les lois de ces actions prévues par le calcul. L'anneau sera placé assez loin des bobines et des noyaux pour éviter :

1° L'action électrostatique due aux charges électriques du fil des bobines et du circuit ouvert (1);

2° La déviation que le fer produit directement sur les lignes de force du champ secondaire et qui produit sur le circuit une action

(1) *Voir* à ce sujet : W. DE NIKOLAIEVE, *Note sur la manifestation des champs électrostatiques qui se produisent autour des circuits ouverts ou fermés parcourus par les courants alternatifs* (*Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 36-42; 1893).

mécanique présentant une loi et un coefficient de proportionnalité propres.

C'est cette dernière influence du fer qui est au contraire prépondérante dans la *seconde méthode*. Dans une *première variante*, l'anneau est perpendiculaire aux axes des noyaux déplacés parallèlement l'un à l'autre de façon à produire un couple. Dans la *seconde variante*, les deux noyaux se touchent de façon à former un noyau unique qui traverse l'anneau perpendiculaire à l'axe commun des noyaux; les masses perméables de fer ne sont plus celles des noyaux; ce sont deux secteurs demi-circulaires en fer qu'on place autour du noyau de part et d'autre de l'anneau et symétriquement par rapport au centre de l'anneau. L'avantage de la seconde méthode est que, l'action utilisée augmentant rapidement quand la distance des masses de fer à l'anneau est diminuée, on peut avoir des déviations assez grandes. Cela est surtout facile pour la seconde variante où l'on peut rapprocher à volonté les secteurs de l'anneau; on tiendra compte, s'il y a lieu, du changement de position de l'anneau. (Le cas ne s'est pas présenté.) L'influence du fer sur la grandeur de l'induction dans l'anneau empêchera de calculer cette induction (que l'expérience seule fera connaître). On peut éliminer l'action électrostatique en constituant les secteurs par des fils fins isolés disposés radialement, c'est-à-dire perpendiculairement à la force électromotrice, ou par des plaques très fines disposées suivant les méridiens; on peut enfin essayer d'employer de la limaille fine. Dans la première variante, on a, outre l'action prépondérante du fer, celle que le champ distordu F_m exerce sur le courant i et qui donne un couple proportionnel au premier. On détermine cette influence en observant les déviations, comme dans la première méthode, à la fois pour le champ constant et pour le champ alternatif correspondant et calculant les différences des déviations réduites. On peut négliger ce second couple dans la seconde variante, car le champ F_m n'est pas sensible à l'extérieur des noyaux au contact.

II. La première méthode a été employée pour les diélectriques. On ne pouvait employer la seconde variante de la seconde méthode, car la déviation dans ce dispositif se montrait aussi petite

avec le champ alternatif qu'avec le champ constant; l'influence des oscillations du champ se montrait seulement quand on éloignait les noyaux primitivement au contact. C'est dire que : *les courants de déplacement dans un diélectrique existent seulement s'il y a rayonnement direct du champ primaire à travers le diélectrique; au contraire, cela n'est pas nécessaire pour un anneau métallique discontinu,* ce qui a permis d'employer le dispositif des secteurs pour les circuits métalliques ouverts.

Les noyaux de fer étaient carrés de 30^{mm} de côté et 45^{cm} de longueur et formés de lames de $0^{mm},5$ d'épaisseur, ou bien ronds de 27^{mm} de diamètre et 50^{cm} de longueur, formés de fils de fer de $0^{mm},5$ de diamètre. Chaque bobine avait 300 tours de fil, ce qui donnait, pour les deux bobines, 8400 ampères-tours au plus. Le bifilaire, protégé des courants d'air par un tube de carton, était formé de 2 fils de cocon ou de 2 fils d'argent de $0^{mm},05$ de diamètre, distants de 6 ou 10^{mm}, longs de 222^{cm}, se rejoignant en bas autour d'une poulie. L'anneau était suspendu à la poulie par une tige portant un miroir à 12^{cm} au-dessus de l'anneau, pour soustraire le miroir comme la poulie à toute action magnétique. On observait, dans une lunette, les traits réfléchis dans le miroir d'une échelle placée à 250^{cm} du miroir, de sorte que 1^{mm} de l'échelle correspondait à une déviation du miroir égale à $0',704$. Il n'était pas facile de disposer l'anneau rigoureusement à égale distance des deux faces polaires des noyaux; par suite, outre le couple de rotation, il y avait toujours une petite force supplémentaire qui, mettant l'anneau en mouvement pendulaire très lent, produisait une oscillation du zéro. Cette cause d'erreur, qui a beaucoup gêné, sera supprimée avec un dispositif permettant de changer progressivement la position de l'anneau jusqu'à ce qu'un champ très fort ne produise plus de mouvement pendulaire; on ajustera plus facilement l'anneau dans une cage entièrement en verre avec des glaces permettant de le voir toujours.

On a observé que la perméabilité μ des noyaux carrés, munis de 1680 spires supplémentaires de fil fin et étudiés au moyen d'un électromètre multicellulaire de Lord Kelvin, ne présentait que des variations de 4 pour 100 au maximum quand la fréquence n variait. Avec les noyaux ronds, le voltmètre Cardew employé montrait, quand n diminuait, une augmentation de μ qui n'était pro-

bablement qu'apparente et explicable par la diminution avec n de la self-induction du circuit que fermait le Cardew.

III. Les *expériences sur un circuit métallique ouvert* ont été réalisées avec un anneau en cuivre électrolytique pesant $34^{gr},565$, de 4^{mm} de hauteur axiale, $25^{mm},375$ de rayon extérieur, $18^{mm},7$ de rayon intérieur, ouvert suivant un arc extérieur de 2^{mm} et que l'on plaçait à 1^{mm} des secteurs de fer de la seconde méthode (seconde variante).

L'expérience ne donnait pas de déviation observable pour les courants constants; c'est dire que le champ F_m n'est pas sensible à l'extérieur des noyaux au contact et que le cuivre est presque neutre dans l'air ambiant. Les déviations Δ', Δ'', correspondant aux courants d'intensités efficaces I', I'', sont dues à l'oscillation des champs de périodes T', T'' (laissons de côté provisoirement l'action électrostatique). On peut chercher à quelle loi doit satisfaire le rapport $A = \dfrac{\frac{\Delta'}{I'^2}}{\frac{\Delta''}{I''^2}}$ en assimilant le courant qui parcourt le circuit ouvert à un courant d'intensité uniforme, comme si le circuit était fermé : Le champ $F_m = F_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}$ envoie à travers l'anneau un flux $Q_m = NF_m$ dont les oscillations produisent la force électromotrice d'induction : $\mathcal{E} = \frac{dQ_m}{dt} = NF_0 \frac{2\pi}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T}$, qui produit dans l'anneau de résistance r et de coefficient de self-induction L un courant i tel que : $ri + L\frac{di}{dt} = \mathcal{E}$.

D'où

$$i = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \varphi\right),$$

avec

$$\tang 2\pi\varphi = \frac{2\pi L}{rT} \qquad \text{et} \qquad A = \frac{NF_0}{L} \sin 2\pi\varphi.$$

Le flux secondaire émis par l'anneau à travers le fer des secteurs est :

$$q_m = iL = NF_0 \sin 2\pi\varphi \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \varphi\right).$$

Le moment du couple moteur, à chaque instant proportionnel à q_m^2, a pour valeur efficace

$$\Gamma = C\frac{1}{T}\int_0^T q_m^2\,dt = \frac{PF_0^2}{2}\sin^2 2\pi\varphi = \frac{PF_0^2}{2}\,\frac{1}{1+\left(\frac{r}{L}\right)^2\left(\frac{T}{2\pi}\right)^2}.$$

Or Γ est proportionnel à Δ, et F_0 à I. On a donc, pour les deux périodes T′ et T″ :

$$A = \frac{\frac{\Delta'}{I'^2}}{\frac{\Delta''}{I''^2}} = \frac{1+\left(\frac{r}{L}\right)^2\left(\frac{T''}{2\pi}\right)^2}{1+\left(\frac{r}{L}\right)^2\left(\frac{T'}{2\pi}\right)^2}.$$

D'où

(1) $$\frac{r}{L} = \sqrt{\frac{A-1}{\left(\frac{T''}{2\pi}\right)^2 - A\left(\frac{T'}{2\pi}\right)^2}}.$$

Quoique la formule (1), renfermant $\sqrt{A-1}$ au numérateur, exige une grande précision dans les mesures des déviations réduites puisque $A-1$ est proportionnel à leurs différences, les douze valeurs de $\frac{r}{L}$, calculées d'après les quinze valeurs observées des déviations pour différentes fréquences $n = \frac{1}{T}$ du champ et différentes valeurs de I, sont suffisamment concordantes :

$n' = 983$	$n'' =$ 901,0	797,5	701,0	604,0
$\frac{r}{L}$ calculé [1].....	219,45	207,28	229,47	212,29
	222,23	231,30	238,30	227,31
	209,72	248,50	238,72	237,66

D'autre part, l'action électrostatique devait être faible, car les potentiels électriques aux extrémités des secteurs ne dépassaient pas $\frac{1}{100}$ de volt, et une augmentation de section et de surface de l'anneau, qui aurait dû diminuer l'action électrostatique, augmen-

---

[1] Le L assimilé, d'après M. Wien (*Wiedmann's Annalen*, décembre 1894), au L d'un tore continu a été trouvé par la formule de Maxwell égal à 51,5 C.G.S. La valeur réelle devait être plus grande à cause du voisinage des masses de fer; la valeur moyenne expérimentale de $\frac{r}{L}$ (222,64) et la valeur de r (70940 C.G.S.) ont, en effet, donné pour L : 316,6.

tait beaucoup la déviation. On peut donc dire que le phénomène observé est dû à un courant circulant dans l'anneau ouvert et se comportant sensiblement comme un courant alternatif dans un circuit fermé. Avant d'interpréter d'une façon définitive ces expériences, l'auteur désire les reprendre en opérant par la première méthode sur des bobines ouvertes avec ou sans condensateur : 1° formées d'un fil assez fin pour pouvoir négliger les courants de Foucault dus au faible flux de force alternatif extérieur au fer des noyaux et traversant la masse de l'anneau, et 2° placées assez loin des masses de fer pour éviter les actions électrostatiques. La formule (1) s'applique encore dans ces conditions.

IV. Les *expériences sur les diélectriques et les électrolytes* ont été faites par la première méthode sur des anneaux à section carrée, de paraffine ou de cire jaune ([1]), et sur l'eau distillée, l'acide sulfurique de conductibilité maximum, le sulfure de carbone, le sulfate de cuivre ou de fer contenus dans des tubes annulaires en verre.

Le déplacement électrique D, en un point d'un diélectrique placé dans un champ variable, est lui-même variable, ce qui produit un courant de déplacement $i = \frac{dD}{dt}$ qui, à son tour, excite le champ extérieur au même titre qu'un courant de conduction. C'est ce qu'expriment les équations de Maxwell ([2]) qui représentent le champ magnétique en fonction simultanée du courant de conduction et de la vitesse de variation du déplacement électrique. L'expression ordinaire de la force électromotrice totale E au moyen du déplacement électrique D, en un point d'un diélectrique de pouvoir inducteur spécifique K, est

$$E = \frac{4\pi}{K} D. \qquad \text{(J.-C. Maxwell.)}$$

E se compose ici de $\mathcal{E}$ due au champ primaire F_m et de e due au

([1]) La dislocation des anneaux et des disques de soufre, pendant le refroidissement, a empêché l'auteur d'expérimenter sur ce diélectrique.

([2]) C'est aussi ce que les expériences de Röntgen et H. Hertz ont établi.

champ secondaire f_m et opposée à $\mathcal{E}$

$$e = L\frac{di}{dt} = L\frac{d^2 D}{dt^2}.$$

Donc

$$\frac{4\pi D}{K} = \mathcal{E} - L\frac{di}{dt} \quad \text{ou} \quad \mathcal{E} = \frac{4\pi}{K}D + L\frac{d^2 D}{dt^2}.$$

Comme pour un anneau métallique le flux dû à F_m est

$$Q_m = Q_0 \sin 2\pi\frac{t}{T} \quad \text{et} \quad \mathcal{E} = \frac{dQ_m}{dt} = Q_0\frac{2\pi}{T}\cos 2\pi\frac{t}{T},$$

$\mathcal{E}$ étant sinusoïdal, D l'est aussi et $\frac{d^2 D}{dt^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2}D$. Donc

$$\mathcal{E} = \left(\frac{4\pi}{K} - \frac{4\pi^2}{T^2}L\right)D.$$

D'où

$$D = \frac{KT^2}{4\pi}\frac{\mathcal{E}}{T^2 - \pi KL}, \quad \text{et} \quad i = \frac{dD}{dt} = \frac{\pi K Q_0}{\pi KL - T^2}\sin 2\pi\frac{t}{T}$$

(compté dans le sens du déplacement croissant). Si, par exemple, le champ primaire F_m est dans son premier quart de période, le champ secondaire f_m est de même sens que F_m à l'extérieur de l'anneau et de sens contraire à l'intérieur de l'anneau. Si l'anneau fait un angle aigu avec F_m il subit un couple qui, pour un corps diamagnétique comme le sont les corps étudiés, tend à augmenter la déviation relative au champ constant et pour un corps paramagnétique tend à la diminuer; pour un conducteur le moment du couple sera de signe contraire, c'est-à-dire tendra à placer l'anneau axialement, et cette différence, qui constitue bien le critérium de l'existence des courants de déplacement, doit être constatée très nettement par l'expérience.

Le couple efficace Γ est proportionnel à $\frac{1}{T}\int_0^T Q_m q_m\,dt$ où $q_m = Li$. On a donc

$$(3) \qquad \Gamma = C\frac{\pi KL\frac{Q_0^2}{2}}{\pi KL - T^2}.$$

Si l'on employait la deuxième méthode (première variante), on

aurait

$$(4)\qquad \Gamma = C\frac{1}{T}\int_0^T q_m^2\,dt = C\frac{Q_0^2}{2}\left(\frac{\pi KL}{\pi KL - T^2}\right)^2.$$

(On désigne par C une quantité qui, ne dépendant que de la position de l'anneau, est une constante pour les faibles déviations observées.) Le K qui intervient ici est relatif au diélectrique placé dans le milieu actuel, l'air. Il faudra au moins quatre expériences, faites avec quatre différentes périodes de l'alternateur, pour vérifier l'équation obtenue en écrivant la proportionnalité des déviations aux couples moteurs.

Les observations relatives à un même anneau diamagnétique en paraffine donnent des déviations qui sont : 1° toujours plus grandes pour les champs alternatifs que pour les champs constants, ce qui est bien d'accord avec l'existence des courants de déplacement; 2° plus grandes pour une plus grande fréquence n, ce qui est d'accord avec l'existence de la self-induction de ces courants. Ainsi un même anneau a donné des déviations réduites qui surpassaient en moyenne les déviations réduites du champ constant de 12 pour 100 de leur valeur avec une fréquence de 930, et de 9,03 pour 100 seulement avec une fréquence de 770.

Parmi les liquides électrolytiques, l'acide sulfurique diamagnétique donnait :

	I.	Δ.	$\frac{\Delta}{I^2}$.	
Champ constant...	147,8	13,21	0,0006046	
Champ alternatif...	148,5	11,60	0,0005261	diminution 14,9 pour 100

V. Ainsi :

1° Les expériences menées d'après les méthodes proposées peuvent servir à l'étude des courants induits dans un circuit ouvert métallique et semblent montrer que ces courants suivent les lois des courants alternatifs dans les circuits fermés;

2° Elles permettent d'étudier les courants de déplacement dont les diélectriques placés dans un champ alternatif sont le siège conformément à la prévision de J.-C. Maxwell, courants qui possèdent les mêmes propriétés magnétisantes et inductrices que les courants de conduction, mais qui, pour se produire, exigent, à l'opposé des courants de conduction dans un circuit ouvert, un rayonne-

ment direct du champ primaire à travers la masse du diélectrique;

3° La première méthode a démontré nettement que les électrolytes se comportent dans le champ magnétique alternatif comme les diélectriques parfaits; ils exigent comme les diélectriques un rayonnement direct du champ primaire. L'auteur pense qu'on peut attendre que les constantes diélectriques des liquides électrolytiques, déterminées par des expériences telles que les expériences actuelles, donneront des chiffres concordant avec la théorie de J.-C. Maxwell. Ces expériences ne sont d'ailleurs que préliminaires et seront reprises en comparant les intensités des champs alternatifs avec celles des champs constants, afin de soumettre à une nouvelle étude les conclusions relatives aux circuits métalliques et aux diélectriques.

SUR LA COURBURE DE LA SURFACE DES SYSTÈMES OPTIQUES CENTRÉS;

PAR M. ANDRÉ BROCA.

Quand un système centré présente le défaut connu sous le nom *d'astigmatisme,* le faisceau aberrant produit, après réfraction, par le faisceau homocentrique issu d'un point en dehors de l'axe, ne présente plus aucun point remarquable bien défini; on ne peut donner une définition de la surface focale indépendante de la position du diaphragme.

Mais j'ai montré (¹) que tout système centré possède sur l'axe des points réels ou imaginaires où les aberrations sont du quatrième ordre par rapport à l'ouverture utilisée sur la première surface. Il est aisé de voir que ces points font partie d'une surface où les droites de Sturm sont confondues, et l'examen de l'abaque que j'ai tracé montre que le point de cette surface situé sur l'axe est toujours un point simple. Or cette surface est symétrique par rapport à l'axe, elle lui est donc normale. Donc, pour tout point voisin de l'axe d'une surface normale à l'axe, les aberrations seront encore infiniment petites. Il y a donc là une véritable surface focale.

Cherchons la condition pour que cette surface ait un rayon de courbure infini.

(¹) Voir *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. I, p. 147.

Je prendrai comme origines des segments les centres des dioptres, et comme direction positive le sens inverse de la propagation de la lumière. Un dioptre sera donc entièrement défini par son rayon de courbure affecté de son signe, et les valeurs des indices qu'il sépare.

Je vais d'abord, pour simplifier l'exposé qui suit, poser une définition.

J'appelle *transformée optique,* relativement à un dioptre, d'une surface lumineuse, le lieu des points de rebroussement des caustiques relatives à chacun des points de cette surface.

Je considérerai ensuite le lieu de ces points de rebroussement comme une nouvelle surface lumineuse émettant des faisceaux homocentriques ; ceux-ci donneront une nouvelle transformée optique, que j'appelle *transformée optique de la première surface relative à deux dioptres.*

Ceci est évidemment susceptible de généralisation et l'on conçoit immédiatement ce que c'est que la transformée optique d'une surface relative à un système centré quelconque.

Le théorème qui suit va nous permettre de faire usage de ces transformées optiques.

Théorème I. — *Deux rayons infiniment voisins et parallèles sont réfractés par un dioptre suivant deux rayons, formant entre eux un angle du même ordre que la distance des rayons incidents.*

En effet, la surface focale relative à tous les points à l'infini, dans un dioptre, est toujours à distance finie de la surface de celui-ci. Or c'est infiniment près de la surface focale que se couperont les deux rayons réfractés relatifs aux deux rayons parallèles considérés : donc l'angle de ceux-ci sera du même ordre que le segment qu'ils interceptent sur la surface du dioptre.

Corollaire I. — Tout faisceau aberrant faisant avec l'axe un angle infiniment petit du premier ordre, et présentant une enveloppe à point de rebroussement, sera transformé par une nouvelle réfraction en un nouveau faisceau, dont toutes les droites passeront à distance infiniment petite du quatrième ordre du point de

rebroussement de la caustique relative au premier point de rebroussement considéré comme point lumineux.

Corollaire II. — Cette transformation pouvant s'opérer de proche en proche, tout faisceau aberrant aura des rayons infiniment voisins de ceux du faisceau aberrant qu'on obtiendrait en considérant successivement comme des points lumineux les points de rebroussement des caustiques successives obtenues avec chaque dioptre du système, et passeront à distance infiniment petite du quatrième ordre du dernier de ces points de rebroussement.

Si donc nous cherchons ce qui se passe pour les conjugués des points d'un plan, dont le pied sur l'axe est un point aplanétique, l'homocentricité sera conservée et le point de concours des rayons sera infiniment voisin du quatrième ordre du point de rebroussement de la dernière caustique considérée.

La surface focale, pour ces points, aura donc même rayon de courbure que la transformée optique du plan considéré relative au système centré total.

Nous n'avons donc plus qu'à chercher la condition pour que la transformée optique d'un plan relativement à un système centré quelconque ait un rayon de courbure infini. Si nous assujettissons ensuite le système centré à posséder au point considéré un point aplanétique, le problème sera résolu dans ce cas particulier.

Étudions donc les propriétés de la transformation optique.

Théorème II. — *Dans la transformation optique, l'ordre des contacts est conservé.*

En effet, soient un dioptre de centre O et de rayon γ, et deux courbes [A] et [A']; je mène l'axe OAA'.

Soient ρ le vecteur de A et n l'indice du dioptre. Le vecteur ρ_1 de A_1, image de A, sera donné par la formule

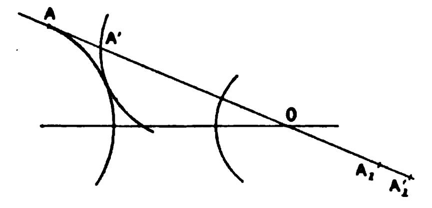
$$\rho_1 = \frac{\rho\gamma}{n\gamma-(n-1)\rho}.$$

Si ρ devient $\rho + d\rho$ en passant de A en A', nous aurons pour

$d\rho_1$ distance de A_1, A'_1, la formule

$$d\rho_1 = \frac{n\gamma^2}{[n\gamma - (n-1)\rho]^2} d\rho,$$

Fig. 1.



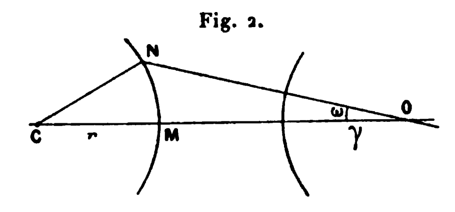
qui montre que le théorème est exact tant que les deux courbes sont à distance finie.

Corollaire. — Dans la recherche du rayon de courbure d'une transformée optique, on pourra donc toujours remplacer la surface lumineuse par sa sphère osculatrice, c'est-à-dire que le problème proposé se réduit au calcul du rayon de courbure de la transformée optique d'une sphère relative à un dioptre.

Menons donc un plan passant par l'axe, et cherchons la formule qui donne le rayon de courbure au sommet de la transformée optique d'un cercle à travers un dioptre.

Nous allons traiter le problème en coordonnées polaires, l'axe étant celui du système et le pôle étant le centre du dioptre. Les rayons de courbure, ainsi que tous les segments, sont comptés positivement en sens inverse de la propagation de la lumière.

Fig. 2.



Soient C le centre du cercle à transformer, O celui du dioptre, ρ_0 le segment OM, N un point du cercle. Nous avons, pour déterminer le point N, l'équation

$$(1) \qquad f = \rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho_0 r - 2\rho(\rho_0 - r)\cos\omega = 0,$$

car, par la convention des signes, $OC = \rho_0 - r$.

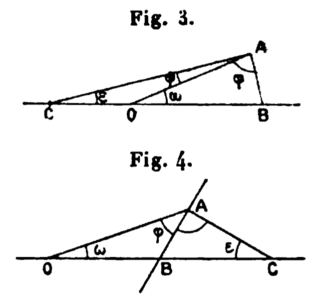
Ceci détermine le ρ du point N en fonction de ω. Le point de rebroussement de la caustique de N est déterminé par le même angle ω que N_1 et son ρ_1 est donné par l'équation

$$(2) \qquad \rho_1 = \frac{\rho\gamma}{n\gamma - (n-1)\rho},$$

l'ensemble des équations (1) et (2) détermine la surface, dont il faut chercher le rayon de courbure pour $\omega = 0$.

Fig. 3.

Fig. 4.



Soient ε l'angle de contingence, R le rayon de courbure et ρ et $d\omega$ les coordonnées de A. Nous avons $R\varepsilon = \rho\, d\omega$, en exprimant de deux manières la longueur AB. Si φ est l'angle de la tangente et du rayon vecteur

$$(3) \qquad \operatorname{tang}\varphi = \rho_1 \frac{d\omega}{d\rho_1},$$

d'où

$$(4) \qquad d\varphi = \frac{d \operatorname{tang}\varphi}{1 + \operatorname{tang}^2\varphi};$$

d'ailleurs $\varepsilon = d\varphi + d\omega$ dans la première figure, $\varepsilon = -(d\varphi + d\omega)$ dans la seconde. Or $\rho\, d\omega$, d'après les conventions faites, est toujours de même signe : donc R, donné par la formule, changera de signe avec ε_1, ce qui montre que la valeur ainsi calculée de R sera très commodément utilisable ; l'origine de R sera le centre de courbure de la transformée.

Nous avons à calculer $d \operatorname{tang}\varphi$ par (3) pour $\omega = 0$, et à prendre le rapport de $d \operatorname{tang}\varphi$ à $1 + \operatorname{tang}^2\varphi$ pour la même valeur de ω. Or $\operatorname{tang}\varphi$ devient infini pour $\omega = 0$: nous n'aurons donc à prendre pour facteurs de $d\omega$ que les termes qui deviendront infinis pour

$\omega = 0$; les autres disparaîtront dans le quotient (4)

$$\frac{d\omega}{d\rho_1} = -\frac{\frac{\partial f}{\partial \rho}}{\frac{\partial f}{\partial \omega}} \frac{d\rho}{d\rho_1} = -\frac{\rho - (\rho_0 - r)\cos\omega}{\rho(\rho_0 - r)\sin\omega} \frac{n\gamma^2}{[\gamma + (n-1)\rho_1]^2}.$$

Pour $\omega = 0$, ceci a pour valeur principale

$$\frac{d\omega}{d\rho_1} = \frac{-r\gamma}{\rho_1[(n\rho_1 - r)\gamma - (n-1)r\rho_1]\omega} = \frac{A}{\omega\rho_1},$$

et alors

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{A}{\omega};$$

d'où

$$d\operatorname{tang}\varphi = -\frac{A}{\omega^2}d\omega + \frac{1}{\omega}\frac{dA}{d\omega}d\omega;$$

or, A est fonction de ρ_1 et $\left(\frac{d\rho_1}{d\omega}\right)_\omega = 0$; donc la valeur principale de $d\operatorname{tang}\varphi$ est $-\frac{A}{\omega^2}d\omega$.

$$\operatorname{tang}^2\varphi = \frac{A^2}{\omega^2},$$

d'où

$$d\varphi = -\frac{d\omega}{A}$$

à la limite.

Alors

$$\varepsilon = d\omega\left[1 + \frac{(n\rho_1 - r)\gamma - (n-1)r\rho_1}{r\gamma}\right] = d\omega\frac{\rho_1[n\gamma - (n-1)r]}{r\gamma};$$

d'où je tire par

$$R\varepsilon = \rho_1 d\omega, \qquad R = \frac{r\gamma}{n\gamma - (n-1)r} \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{R} = \frac{n}{r} - \frac{n-1}{\gamma};$$

ce qui établit cette curieuse propriété : que le rayon de courbure au sommet d'une transformée optique d'une surface ne dépend que du rayon de courbure en son sommet de la surface et aucunement de sa position sur l'axe du système. La formule est d'ailleurs symétrique est réversible, ce qu'il fallait prévoir.

Dans le cas particulier d'une série de lentilles de même indice, la condition de planéité peut se mettre sous une forme frappante.

Les formules successives sont alors

$$\frac{1}{R_1} = -\frac{n-1}{\gamma_1},$$
$$\frac{n}{R_2} = \frac{1}{R_1} + \frac{n-1}{\gamma_2},$$
$$\frac{1}{R_3} = \frac{n}{R_2} - \frac{n-1}{\gamma_3},$$
$$\frac{n}{R_4} = \frac{1}{R_3} + \frac{n-1}{\gamma_4},$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$\frac{n}{R_{2p}} = n-1\left[\left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_1}\right) + \left(\frac{1}{\gamma_4} - \frac{1}{\gamma_3}\right) + \ldots + \left(\frac{1}{\gamma_{2p}} - \frac{1}{\gamma_{2p-1}}\right)\right].$$

Pour que ce rayon de courbure soit infini, il faut que le second membre soit nul, ce qui a lieu si la puissance totale du système supposé, comprimé jusqu'à une minceur infinie, est nulle.

J'ai vérifié ce résultat par l'expérience, au moyen d'un essai d'objectif photographique, dont M. Baille a bien voulu faire gracieusement la construction dans ses ateliers. Je lui en exprime ici toute ma reconnaissance. Cet objectif n'a pas donné de résultats pratiques pour plusieurs raisons, que je n'exposerai pas ici pour ne pas développer encore ce travail déjà trop long; mais il a entièrement vérifié tous les résultats énoncés relativement à l'existence : 1° de points aplanétiques au quatrième ordre près; 2° de l'absence d'astigmatisme sur les bords; 3° de la planéité de la surface focale, quand les rayons de courbure satisfont à la condition précédente.

SUR L'ASTIGMATISME DES LENTILLES INFINIMENT MINCES;

PAR M. G. FOUSSEREAU.

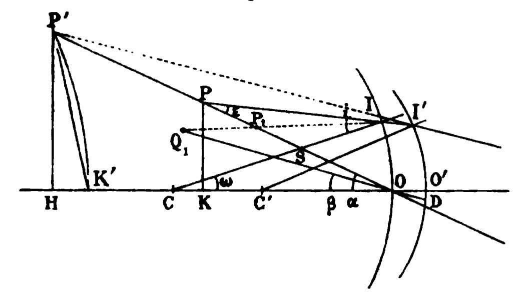
Par suite d'une erreur de calcul commise dans l'article que j'ai publié récemment sur ce sujet ([1]), la détermination du point de rencontre de l'axe secondaire du faisceau lumineux, émané d'un point, avec la première droite focale, doit être modifiée comme il suit.

([1]) *Voir* p. 169 de ce Volume.

La valeur de l'angle d'incidence i, correspondant au rayon PI, s'établit comme dans le premier article :

$$i = \alpha + h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\alpha}{p}\right).$$

Fig. 1.



II' doit être dans le prolongement de Q_1I.

Au lieu de considérer le point de rencontre P_1 du premier rayon réfracté II' avec la direction OP, il convient, pour éviter l'introduction de l'angle fini IP_1O, de considérer son intersection Q_1 avec la direction OD du rayon réfracté correspondant au rayon incident PO. On a alors, en posant $OQ_1 = q_1$ et $COQ_1 = \beta$,

$$r = \beta + h\left(\frac{1}{R} - \frac{\cos\beta}{q_1}\right),$$

$$i' = \beta + h\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\beta}{q_1}\right),$$

$$r' = \alpha + h\left(\frac{1}{R'} - \frac{\cos\alpha}{p'}\right).$$

En raisonnant comme au précédent article et en tenant compte de la relation

$$\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n},$$

on obtient

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha}{(n-1)\cos^2\alpha}\frac{1}{f}. \tag{1}$$

Prenons pour lieu du point P le plan PK perpendiculaire à l'axe principal

$$p = \frac{k}{\cos\alpha}.$$

On trouve pour lieu du point P′ en coordonnées polaires :

$$(2)\qquad \frac{1}{p'} = \frac{\cos\alpha}{k} - \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} - \cos\alpha}{(n-1)\cos^2\alpha}\,\frac{1}{f}\ (^1).$$

Ce lieu est une surface de révolution dont le sommet K′ est le foyer conjugué du point K.

Pour déterminer le rayon de courbure r au sommet, considérons un point P′ du lieu infiniment voisin de K′. La corde K′P′ pouvant être considérée comme une corde du cercle osculateur à la méridienne, on a

$$r = \frac{\overline{K'P'}^2}{2K'H} = \frac{p'^2 + k'^2 - 2p'k'\cos\alpha}{2(p'\cos\alpha - k')}$$

ou, en négligeant les termes d'ordre supérieur à α^2,

$$r = k'^2\frac{\alpha^2}{2(p'-k')-p'\alpha^2}.$$

De l'équation (2) on tire d'autre part

$$p' = k' + \frac{k'\alpha^2}{2}\left[1 + \frac{(1+3n)k'}{nf}\right].$$

Il en résulte

$$r = \frac{nf}{3n+1}.$$

L'erreur signalée ne portant pas sur les autres parties des raisonnements, il y a lieu d'appliquer aux miroirs seulement la discussion exposée (p. 171 et 172), qui avait été présentée comme applicable aux lentilles infiniment minces.

---

(1) L'équation du lieu en coordonnées rectilignes est

$$\frac{1}{k} - \frac{1}{x} = \frac{(x^2+y^2)\left[\sqrt{(n^2-1)y^2+n^2x^2} - x\right]}{(n-1)x^2 f}.$$

PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DES CORPS A DIVERSES TEMPÉRATURES;

PAR M. P. CURIE.

[SUITE (1)].

IV. — CORPS FERRO-MAGNÉTIQUES.

J'ai étudié le fer, de la température ambiante jusqu'à 1360°, pour des champs variant de 25 à 1350 unités. J'ai encore étudié la magnétite et le nickel, mais seulement aux températures supérieures à celle de transformation magnétique. Enfin, j'ai fait quelques expériences sur la fonte.

Fer doux. — On sait que, dans le cas d'une substance très fortement magnétique, l'intensité d'aimantation dépend de la forme du corps placé dans le champ magnétique. La disposition la plus avantageuse est celle d'un cylindre très allongé dont l'axe est dirigé suivant le champ. Lorsque l'on donne les valeurs de l'intensité d'aimantation en fonction de l'intensité du champ magnétique, on sous-entend que l'on rapporte les résultats au cas d'un cylindre infiniment allongé dans le sens du champ.

Je me suis servi, aux températures où le fer est fortement magnétique, de fils de diamètre très petit, dont la longueur (1^{cm} environ) était dirigée suivant le champ (suivant Oy, *fig.* 1, le milieu du fil est en O). Le fil était situé dans un tube de verre ou de porcelaine qui le protégeait contre l'oxydation. Le tube, avec le fer, était soutenu par l'équipage mobile de la balance de torsion, comme l'était l'ampoule dans les expériences décrites précédemment. On ne se sert ainsi que d'une quantité très petite de matière; mais il n'y a pas à cela d'inconvénient, les effets magnétiques étant très puissants. L'appareil n'avait pas été disposé en vue de l'étude d'un corps fortement magnétique, et les résultats des expériences doivent être modifiés par certains termes de corrections difficiles à évaluer exactement, et sur lesquels nous n'insisterons pas ici.

---

(1) *Voir* p. 197 de ce Volume.

Lorsque la température s'élève au-dessus de 700°, les propriétés magnétiques du fer diminuent dans des proportions telles qu'il faut employer des échantillons de plus en plus considérables; mais le fer aux températures très élevées est comparable aux corps faiblement magnétiques, et l'on peut alors opérer avec des morceaux de forme quelconque. Les masses de fer des échantillons employés dans ces expériences ont varié de $0^{gr},000037$ à $2^{gr},03$. Aux températures très élevées, le fer était placé dans des ampoules de platine ou de porcelaine.

Aux températures élevées, les expériences sont extrêmement pénibles. Les échantillons sont difficiles à préserver de toute altération, la porcelaine se ramollit et le moindre contact accidentel, entre l'ampoule et les parois du four, amène une adhérence; la tige de l'ampoule quelquefois s'infléchit; enfin on évalue, avec une précision quelquefois de $\frac{1}{200}$ de milligramme, des forces qui s'exercent sur une ampoule placée dans une enceinte à 1200° et 1300°.

Les courbes (*fig.* 8) se rapportent à des expériences faites avec un même échantillon de fer doux entre 20° et 780°. Les courbes donnent, pour diverses températures, les valeurs de l'intensité d'aimantation spécifique I, en fonction de l'intensité du champ magnétisant H [1].

Les expériences donnent les valeurs de l'intensité d'aimantation lorsque le champ magnétisant varie alternativement d'une manière continue, de — 1350 à + 1350. Les effets de l'hystérésis se font très peu sentir lorsque l'on opère avec des champs aussi intenses. Pour ne pas compliquer la figure, on a représenté seulement les branches correspondant à la période croissante de H.

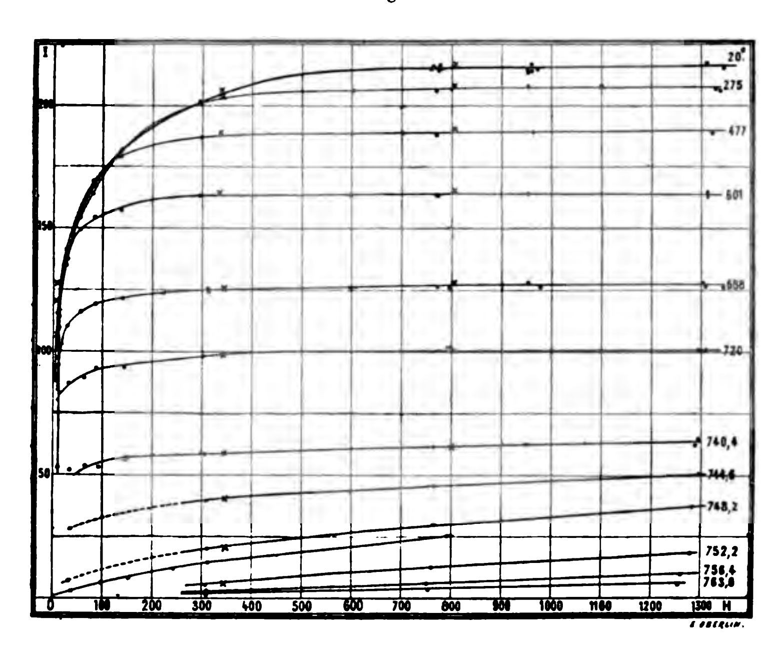
L'observation des courbes suggère quelques remarques : lorsque le champ croît de 0 à 1300, les courbes relatives à deux températures différentes s'écartent d'abord peu l'une de l'autre, sans toutefois se confondre, pendant toute une portion de leur tracé, puis ces courbes se séparent franchement. On peut ima-

---

(1) M. Hopkinson a déjà étudié les propriétés du fer et du nickel jusqu'à leur transformation magnétique (de 15° à 770° pour le fer, de 15° à 340° pour le nickel); les champs magnétisants variaient de 2 à 40 unités (*Phil. Trans.*, p. 443. *Proc. Roy. Soc.*, t. XLIV, p. 317; 1888.

giner une *courbe limite* qui serait celle vers laquelle tendent les autres courbes lorsque la température absolue tend vers zéro. La courbe d'une température quelconque s'écarterait peu de cette courbe limite sur une portion de son tracé d'autant plus longue que la température serait plus basse. On peut admettre que la courbe à 20° donne, à peu de chose près, pour les champs inférieurs à 450 unités, la première partie du tracé de cette courbe limite.

Fig. 8.



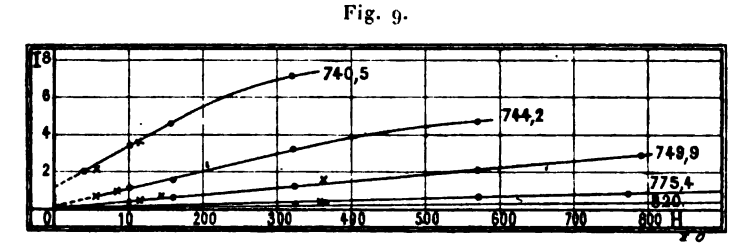
Pour faciliter les explications, nous distinguerons, dans une de ces courbes, trois parties : une portion initiale dont nous venons de parler, une dernière portion pour laquelle l'intensité d'aimantation est presque constante, quel que soit le champ ; enfin une portion qui sert à raccorder les deux autres. Pour la courbe de 601°, par exemple, la portion initiale est relative aux champs inférieurs à 40 unités, la portion intermédiaire suit jusqu'à un champ voisin de 400 unités ; de 400 à 1300, l'intensité d'aimantation est presque constante. A 740°, et pour des températures supérieures à celle-là, la dernière portion a disparu.

A partir de 756° et jusqu'à 1375°, les courbes ne sont plus que des droites passant par l'origine. Cela signifie que, pour les températures supérieures à 756°, le fer a un coefficient d'aimantation constant (pour des champs magnétisants compris entre 25 et 1300 unités).

Le fer passe donc progressivement de l'état de corps ferro-magnétique à l'état de corps faiblement magnétique à coefficient d'aimantation constant.

La *fig.* 9 se rapporte à des expériences faites avec un autre

Fig. 9.

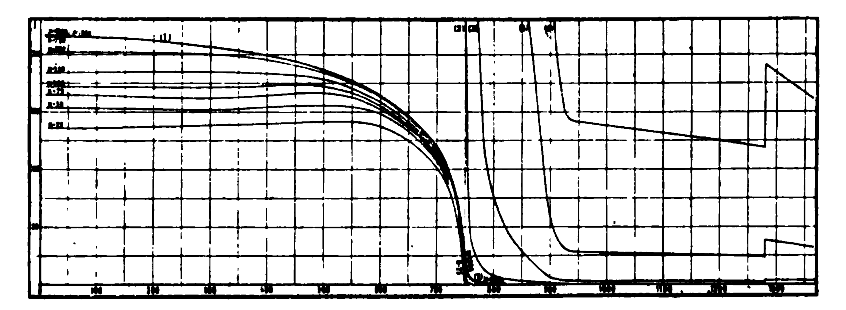


échantillon, dans le but de préciser, autant que possible, la forme de la courbe $I = f(H)$ aux températures voisines de son changement d'allure.

On peut chercher à se faire une idée du mécanisme de la transformation des courbes quand la température s'élève. Nous proposons l'interprétation suivante : Nous avons distingué trois portions dans les courbes relatives à l'état ferro-magnétique. Dans la première portion on a, pour les champs faibles, un coefficient d'aimantation énorme (en faisant abstraction des phénomènes d'hystérésis); ce coefficient est du même ordre de grandeur, quelle que soit la température, et semble plutôt augmenter quand la température s'élève. La longueur de cette première portion est de plus en plus courte lorsque la température est de plus en plus élevée, si bien que, vers 750°, cette première portion disparaît. D'autre part, lorsque la température s'élève, la troisième portion à intensité d'aimantation constante des courbes ne se présente plus pour les limites des champs employés. Toute la courbe est alors constituée par une partie de la deuxième portion intermédiaire, et cette partie ne présente bientôt plus de courbure sensible dans les limites des champs employés. Ainsi, on est amené à la conception suivante : aux températures élevées, le fer commence

par s'aimanter avec un coefficient initial énorme; mais il se fait, de la courbe $I = f(H)$, le champ et l'intensité d'aimantation étant presque dès le début, un brusque changement dans la direction encore extrêmement faibles; la courbe se présente ensuite comme une droite beaucoup moins inclinée et qui semble passer par l'origine.

Fig. 10.



On a représenté (*fig.* 9), à un autre point de vue, le résultat des expériences avec le premier échantillon, en portant les intensités d'aimantation spécifique I en ordonnées, et les températures θ en abscisses, et en traçant les courbes correspondant à divers champs. On voit que, quel que soit le champ, l'intensité d'aimantation baisse très rapidement vers 740°; cependant, la variation ne semble pas être absolument brusque : les courbes ont seulement un point d'inflexion vers 740° à 750°. L'expression *température de transformation magnétique du fer,* qui est d'un usage très commode, a donc une signification un peu vague; il convient, je pense, de désigner ainsi la température moyenne des points d'influence des courbes $I = f(\theta)$.

Nous pensons que le cas général est réalisé, aux températures inférieures à celle de transformation, pour les courbes relatives aux champs compris entre 50 et 300 unités. Supposons que nous abaissions la température depuis 745° jusqu'à 20° : l'intensité d'aimantation croît d'abord rapidement, puis tend vers une valeur constante lorsque la température s'abaisse de plus en plus. Pour les champs faibles, l'intensité d'aimantation passe avant par un maximum peu accentué vers 500° ou 600°.

Pour un champ de 25 unités, le maximum vers 600° est plus

accentué et, de 600° à 20°, l'intensité d'aimantation diminue constamment. Ce dernier effet était très important dans les expériences de M. Hopkinson qui a utilisé des champs peu intenses. Il est dû, je crois, en grande partie à une action indirecte provenant de ce que les phénomènes d'hystérésis magnétiques augmentent beaucoup quand la température s'abaisse.

Enfin pour des champs de 750 à 1300 unités, de 745° à la température ambiante, l'intensité d'aimantation augmente constamment. Il semble vraisemblable qu'aux températures très basses, l'intensité d'aimantation deviendrait également constante.

Entre 20° et 720°, les courbes relatives aux champs compris entre 750 et 1300 unités se confondent; on est conduit à imaginer qu'il existe une *courbe* $I' = f(\theta)$ vers laquelle tendent les courbes $I = f(\theta)$ lorsque le champ magnétisant croît indéfiniment. Une courbe quelconque se confond presque avec cette courbe limite sur une portion de son tracé d'autant plus long que l'intensité du champ est plus élevée.

Les résultats obtenus avec le fer doux aux températures supérieures à 750° nous ont permis de dresser le Tableau suivant qui donne pour diverses températures θ la valeur du coefficient d'aimantation spécifique K.

θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.	θ.	K 10⁶.
756°...	7500	820°...	509	1100°...	26,3
758...	5800	840...	348	1150...	25,6
760...	4680	860...	238	1200...	25,0
765...	3270	880...	138	1250...	24,3
770...	2420	900...	61	1280...	23,9
780...	1480	920...	33,9	1280...	38,3
790...	1023	940...	28,4	1300...	36,9
800...	776	1000...	27,6	1330...	34,8
810...	625	1050...	27,0	1336...	32,3

On a représenté (*fig.* 10) les courbes $I = f(\theta)$. Au-dessus de 760°, le coefficient d'aimantation est constant, I est proportionnel au champ; on n'a plus alors représenté, pour les températures supérieures à celle-là, que la courbe $I = f(\theta)$ relative à un champ de 1000 unités. Cette courbe (1), à l'échelle indiquée, s'évanouit vers 770°. Pour suivre le phénomène, on a représenté la même fonction : courbes (2), (3), (4), (5) avec des échelles respectivement 10, 100, 1000, 5000 fois plus grandes pour I. Comme le champ relatif à ces courbes est égal à 1000, on peut encore dire que les

courbes (1), (2), (3), (4), (5) donnent respectivement, à l'échelle indiquée, les valeurs de $K10^3$, $K10^4$, $K10^5$, $K10^6$, $5K10^6$ pour $H = 1000$ et même pour toutes les valeurs de H comprises entre 25 et 1300 unités lorsque la température est supérieure à 760°.

Aux températures supérieures à 750° et jusqu'à 1280°, l'intensité d'aimantation continue à décroître avec une vitesse de plus en plus faible. Mais, de 750° à 950°, la variation relative de l'intensité d'aimantation $\left(\frac{1}{I}\frac{dI}{d\theta}\right)$ est toujours considérable. L'intensité d'aimantation diminue de la moitié de sa valeur d'abord pour quelques degrés, puis pour 20° ou 30° d'élévation de la température.

De 950° à 1280°, le coefficient d'aimantation est presque constant : il diminue un peu avec la température.

Vers 1280°, *le coefficient d'aimantation augmente brusquement de la moitié de sa valeur,* puis de nouveau de 1280° à 1365°, il se remet à diminuer quand la température augmente.

Le fer doux présente une autre singularité dans le voisinage de la température de 860°. Cette singularité n'est guère apparente sur la *fig.* 10, mais elle devient manifeste sur la *fig.* 11 où sont représentées les valeurs des logarithmes des coefficients d'aimantation (LK) en fonction des logarithmes de la température absolue (LT).

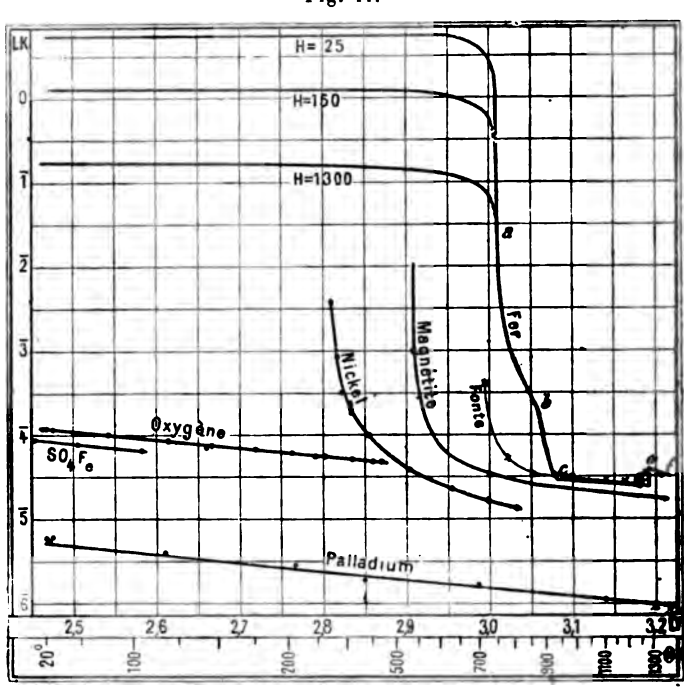
Les phénomènes qui se passent vers 750° pour le fer (*fig.* 11, point *a*) sont normaux; ce sont des phénomènes qui se rencontrent chez tous les corps ferro-magnétiques aux températures voisines de celles de transformation magnétique.

On voit nettement (*fig.* 11) que l'allure de la courbe de *a* en *b* entre 760° et 860° ne se poursuit pas au delà. Entre 860° et 900°, la chute est beaucoup plus brusque; de part et d'autre de 860° (point *b*), on a des points d'inflexion.

On peut maintenant chercher à se faire une idée de ce qui se produit dans le fer. L'explication suivante me paraît séduisante; je la donne toutefois sous toute réserve; on pourrait admettre que, jusqu'à 860°, le fer se comporte normalement comme tout autre corps ferro-magnétique. Vers 860° (*fig.* 11) le fer commence à se transformer en une deuxième variété allotropique, la transformation est complète vers 920° (*e*) et le fer reste dans cet état jusqu'à 1280° (*d*); le fer est alors analogue à un corps faiblement magnétique, au palladium ou à l'oxygène.

Enfin à 1280°, le fer revient brusquement à son premier état et la ligne *ef* (1280° à 1366°) semble être le prolongement de la ligne *ab*. La ligne *ab* prolongée jusqu'en *f* constituerait bien

Fig. 11.



une courbe analogue à celle que donne la magnétite ou le nickel (¹).

Fonte. — J'ai fait des expériences sur un échantillon de *fonte blanche* très impure.

La fusion ne semble avoir aucune influence; la température de transformation magnétique a lieu vers 670°, à une température

(¹) La question des transformations du fer a été l'objet de nombreux travaux en ces dernières années. M. Le Chatelier a remarqué (*Société de Physique*, séance du 20 avril 1894) que la transformation magnétique vers 750° et le changement d'allure vers 860° correspondent respectivement aux transformations Az^2 et Az^3 de M. Osmond, et que la transformation de 1280° correspond à un changement dans les propriétés du fer qui avait été signalé vers 1300° par M. Ball, mais dont l'existence avait été contestée (Osmond, *Transformation du fer et du carbone*, 1888; Ball, *Proceedings of the Iron and Steal Institute*, t. I, p 103; 1891).

inférieure à celle du fer doux. La deuxième transformation du fer doux n'existe plus. De 930° à 1267°, les résultats sont très voisins de ceux donnés par le fer. De 850° à 1267°, les résultats peuvent être représentés approximativement en coordonnées logarithmiques par une droite de coefficient angulaire égal à — 1.

On aurait alors

$$10^6 K_t = \frac{38500}{T}.$$

On voit que la fonte blanche est assimilable à un corps faiblement magnétique sur un intervalle de température plus grand que le fer doux. La présence du carbone contribue donc à maintenir le fer à plus basse température, dans l'état où il se trouve, entre 930° et 1280°.

Nickel. — La température de transformation magnétique du nickel est voisine de 340°; nous avons étudié ce corps entre 373° et 806°. Le coefficient d'aimantation est alors indépendant de l'intensité du champ. Il décroît régulièrement et très rapidement quand la température augmente.

Magnétite. — La magnétite (fer aimant Fe^3O^4) est le corps ferro-magnétique qui se prête le mieux à une étude complète des propriétés magnétiques au-dessus de la température de transformation. C'est un corps stable que l'on peut chauffer à des températures très élevées dans des ampoules de platine sans l'altérer. La température de transformation magnétique a lieu vers 535°. De 550° à 1370°, le coefficient d'aimantation est indépendant du champ et décroît très régulièrement quand la température s'élève (*fig.* 11, *Coordonnées logarithmiques*).

Aux températures supérieures à 850°, les résultats sont convenablement représentés en coordonnées logarithmiques par une droite ayant un coefficient angulaire égal à (— 1), c'est-à-dire que, à ces températures élevées, la magnétite se comporte comme l'oxygène, comme le fer. Le coefficient d'aimantation de la magnétite varie en raison inverse de la température absolue entre 850° et 1360°. On a entre ces limites de température

$$K = \frac{0,0280}{T}.$$

Comparaison des propriétés magnétiques des corps. — Les propriétés des corps ferromagnétiques et des corps faiblement magnétiques sont intimement reliées : *Un corps ferromagnétique se transforme progressivement quand on le chauffe et prend les propriétés d'un corps faiblement magnétique.* Nous avons vu, par exemple pour le fer, les courbes $I = f(H)$ se transformer progressivement et devenir des droites vers 770°, c'est-à-dire qu'à partir de cette température le coefficient d'aimantation devient constant quel que soit le champ, comme cela a lieu pour les corps faiblement magnétiques.

Nous avons trouvé que le coefficient d'aimantation des corps faiblement magnétiques varie en raison inverse de la température absolue; et les expériences sur la magnétite et la fonte blanche nous portent à penser que ceci est une loi limite vers laquelle tend la loi de variation du coefficient d'aimantation d'un corps ferromagnétique quand la température s'élève suffisamment.

Il y a certaines analogies générales entre la fonction qui relie l'intensité d'aimantation spécifique à l'intensité du champ et à la température, et la fonction qui relie pour un fluide la densité à la pression et à la température. Aux températures élevées pour un fluide, qui est alors gazeux, la densité varie proportionnellement à la pression et en raison inverse de la température absolue. De même aux températures élevées, pour un corps magnétique, l'intensité d'aimantation varie proportionnellement au champ et en raison inverse de la température absolue.

Enfin, la façon dont varie l'intensité d'aimantation d'un corps ferromagnétique lorsque la température s'élève, le champ restant constant, rappelle la façon dont varie la densité d'un fluide en fonction de la température pour une pression constante un peu supérieure à la pression critique.

Au contraire, les corps diamagnétiques ont des propriétés bien différentes : le coefficient d'aimantation est en général indépendant de la température, et pour le bismuth, qui fait exception à cette règle, la loi de variation est linéaire, tandis qu'elle est hyperbolique pour les corps faiblement magnétiques. Ces résultats sont favorables aux théories qui attribuent le magnétisme et le diamagnétisme à des causes de nature différente.

EMPLOI DES TUBES A LIMAILLE DANS L'ÉTUDE DES INTERFÉRENCES ÉLECTRIQUES;

PAR M. ÉDOUARD BRANLY.

Récemment, pour répéter les expériences de Hertz, plusieurs physiciens ont eu recours aux tubes à limailles dont j'ai fait connaître, en 1890 et 1891 (¹), les variations de résistance par des courants de haut potentiel. Quelques remarques sur leur emploi sont utiles.

Je rappelle les résultats principaux de mes recherches. Certaines substances, pour la plupart discontinues, placées dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone, accusent une diminution de résistance persistante quand on vient à les toucher un instant avec un conducteur suffisamment électrisé ou quand une étincelle électrique éclate dans leur voisinage. L'accroissement de conductibilité ainsi produit disparaît par le choc ou par la chaleur.

Faible dans le cas des feuilles métalliques minces, la diminution de résistance est très accentuée pour de fines limailles métalliques ou pour des mélanges de poudres isolantes et de particules conductrices. Dans ce cas, il suffit, pour montrer l'effet, d'introduire la substance dans un circuit comprenant un élément Daniell et un galvanomètre. Nul ou insignifiant avant l'action, le courant devient très fort après l'influence électrique.

C'est cette dernière disposition que l'on adopte le plus souvent. MM. Le Royer et Van Berchem se sont servis de limaille de fer qu'ils intercalaient entre deux aimants, M. Lodge emploie aussi la limaille de fer. Toutes les limailles peuvent être utilisées, et les conducteurs métalliques, entre lesquels on les intercale, peuvent être quelconques. Le diamètre de la limaille, sa nature, sa compression, son oxydation influent sur la conductibilité première, mais je n'ai pas reconnu qu'un métal particulier fût plus sensible qu'un autre, et la diminution de résistance se manifeste pour de la grosse grenaille et pour de la poussière impalpable. Une force

(¹) *Société française de Physique*, séance du 17 avril 1891 — *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. I, p. 459; 1892.

électromotrice élevée est la condition essentielle, la fréquence joue peut-être un rôle spécial en rapport avec l'épaisseur et la nature du diélectrique interposé; mais ce rôle n'est pas établi, et jusqu'ici les tubes à limaille fonctionnent comme des tubes à vide ou des pattes de grenouille préparées. Leur emploi est toutefois plus commode et plus général.

Un tube à limaille n'indique avec précision la position des nœuds et des ventres que s'il est séparé de son circuit, car la production d'un courant induit dans une portion du circuit suffirait pour agir sur la limaille. Quand la limaille est isolée de son circuit, elle ne subit l'influence qui s'exerce au point où elle se trouve que si elle est prolongée par une petite longueur de conducteurs métalliques qui servent de trajet aux courants induits. L'influence une fois exercée, on la reconnaît en rétablissant le circuit avec le tube, le Daniell et le galvanomètre.

Spécialement dans le cas de mélanges très résistants, il y a lieu d'établir une distinction entre la conductibilité primitive et la conductibilité consécutive. Un premier accroissement de conductibilité peut exiger un courant de très haut potentiel, mais dès que l'effet s'est manifesté et qu'on l'a fait disparaître, la conductibilité reparaît par des courants bien plus faibles qu'au début. Cette conductibilité consécutive fournit des appareils indicateurs d'une extrême sensibilité.

L'explication que M. Lodge a proposée pour le phénomène et le nom d'*adhéreurs* qu'il a donné aux tubes à limaille pour indiquer que le passage du courant détermine mécaniquement un rapprochement des particules métalliques sont en désaccord avec l'ensemble de mes expériences. La production des mêmes effets dans des mélanges solides, où les particules conductrices sont noyées dans un diélectrique que le passage du courant ne peut supprimer, suffit pour démontrer qu'il s'agit d'une modification du milieu qui entoure les particules.

L'enveloppe isolante, dont on peut admettre l'existence autour de noyaux conducteurs dans les corps analogues aux métaux, n'oppose qu'une résistance insignifiante aux courants électriques les plus faibles. Quand cette enveloppe augmente notablement, comme cela a lieu pour les mélanges artificiels que j'ai formés, un courant de grande force électromotrice est nécessaire pour établir

une première circulation, mais l'effet produit permet ensuite le passage d'un faible courant jusqu'à ce que le choc ou la chaleur aient rétabli le premier état. Pour une épaisseur plus grande de l'enveloppe isolante, la diminution de résistance apparaît encore, mais ne persiste pas; je l'ai souvent vérifié. L'épaisseur augmentant encore, le phénomène ne se produit plus.

H. EBERT et E. WIEDEMANN. — **Ueber electrische Entladungen; Erzeugung electrischer Oscillationen und die Beziehung von Entladungsröhren zu denselben (Sur les décharges électriques. Production d'oscillations électriques; leur rôle dans les phénomènes que présentent les tubes à décharge)**; *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 1; 1893.

Les auteurs recherchent à quelles propriétés des circuits primaire et secondaire précédemment étudiés et décrits (système de Lecher) [1], il faut attribuer l'illumination plus ou moins facile d'un tube à vide placé au voisinage du condensateur terminal.

Trois facteurs importants interviennent : l'amplitude des oscillations du secondaire, leur amortissement et le nombre d'étincelles par seconde à l'excitateur.

L'amplitude maximum des oscillations est mesurée par la différence de potentiel maximum atteinte entre les armatures du condensateur terminal.

L'amortissement est calculé et déterminé par la méthode de l'électromètre à quadrants de Bjerkness [2].

Les conclusions générales du travail sont les suivantes :

L'illumination des tubes à vide décroît avec l'amplitude des oscillations; elle cesse quand l'amplitude est inférieure à une certaine limite.

L'amortissement des oscillations joue un rôle important; l'illumination des tubes est d'autant plus intense et plus marquée que l'amortissement est plus faible.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 550; 1893. — *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 133; 1895.

(2) *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 74; 1891.

L'éclairement du tube augmente avec le nombre d'étincelles par seconde à l'excitateur.

Les auteurs ont étudié les variations de l'éclairement quand on change l'un quelconque des facteurs du système complexe formé par l'excitateur et le système de fils de Lecher; leur travail contient un grand nombre d'observations et de remarques particulières que nous ne pouvons reproduire ici, mais qui montrent bien la complexité des phénomènes dont les circuits primaire et secondaire sont le siège. R. SWYNGEDAUW.

JOSEPH RITTER VON GEITLER. — Ueber Reflexion electrischer Drahtwellen (Sur la réflexion des ondes électriques le long des fils); *Wied. Ann.*, t. XLIX, p. 184; 1893.

Les ondes sont produites par la méthode de M. Blondlot ([1]) et étudiées par un électromètre à quadrants de M. Bjerkness.

Les résultats sont formulés dans l'énoncé suivant :

Si l'on envoie une onde électrique dans deux fils identiques et parallèles sur une grande partie de leur longueur, une réflexion partielle avec perte de phase se produit aux points où les fils cessent d'être parallèles ou changent de diamètre et aux points en communication avec un condensateur. R. SWYNGEDAUW.

I. KLEMENCIC et P. CZERMAK. — Versuche über die Interferenz electrischer Wellen in der Luft (Recherches sur l'interférence des ondes électriques dans l'air); *Wied. Ann.*, t. L, p. 175; 1893.

Un excitateur de Hertz, placé suivant la ligne focale d'un miroir parabolique, émet des ondes planes. Ces ondes tombent sur deux miroirs plans identiques et parallèles, placés à des distances différentes de l'excitateur de façon qu'ils reçoivent des faisceaux sensiblement identiques de rayons électriques. Les deux portions d'onde réfléchies sur les miroirs plans sont concentrées ensuite

---

([1]) *Comptes rendus*, t. CXIV, p. 283; 1892.

sur la ligne focale d'un deuxième miroir parabolique; elles se transforment de cette manière en deux vibrations rectilignes, dirigées suivant cette ligne focale et présentant entre elles un certain retard facile à calculer.

L'excitateur est construit d'après les données de Hertz (¹) et correspond, d'après ce dernier, à une longueur d'onde de 66^{cm}.

Un résonateur rectiligne est placé suivant la ligne focale du deuxième miroir; il se compose de deux bandes de clinquant réunies par un élément thermoélectrique Platine-Patent-nickel placé dans le circuit d'un galvanomètre Thomson-Carpentier.

On se sert de deux paires de miroirs plans : les uns de $1^m,20$ de haut sur $0^m,70$ de large, les autres de 2^m de haut sur 1^m de large; ils sont placés à 7^m environ de l'excitateur et du résonateur.

Afin de tenir compte des variations d'activité de l'étincelle excitatrice on place, à quelques décimètres de l'excitateur, un élément thermoélectrique en communication avec un galvanomètre sensible.

Théorie. — La théorie est fondée sur les hypothèses suivantes :

1° La distance qui sépare les deux miroirs plans est négligeable par rapport à la distance de l'un d'eux au résonateur ou à l'excitateur;

2° L'équation du mouvement de l'électricité dans l'excitateur est celle d'un mouvement pendulaire amorti;

3° L'onde réfléchie sur l'un des miroirs plans produit dans le résonateur un courant

$$i_1 = A e^{-\gamma t} \sin 2\pi \frac{t}{T}; \tag{1}$$

4° L'onde réfléchie sur le deuxième miroir plan produit dans le résonateur un courant identique, mais en retard de la quantité $\frac{x}{V}$ sur le premier, x désignant la différence de marche des vibrations en un point du résonateur et V la vitesse de propagation des ondes électriques dans l'air; si l'on rapporte ce courant à la même

(¹) HERTZ, *Untersuchungen über die Ausbreitung der electrischen Kraft* p. 184.

origine du temps que le courant i, il est représenté par l'équation

$$(2) \qquad i_2 = A e^{-\gamma\left(t-\frac{x}{v}\right)} \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Les lettres A, γ, T, λ ont des significations bien connues.

5° L'action simultanée des ondes réfléchies sur les deux miroirs plans produit dans le résonateur un courant

$$I = i_1 + i_2.$$

Moyennant ces hypothèses la quantité de chaleur dégagée dans l'élément thermoélectrique pour une étincelle de l'excitateur est facile à calculer. Son expression est simple et susceptible de vérifications expérimentales si l'on suppose :

6° Que le décrément logarithmique γ est suffisamment petit.

La courbe des quantités de chaleur dégagées en fonction des différences de marche des deux faisceaux réfléchis est une courbe sinueuse dont les maxima et les minima correspondent à des différences de marche sensiblement égales à $0, \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, \ldots$.

Les maxima et les minima permettent de déterminer : 1° par leur distance, la longueur d'onde; 2° par leur valeur absolue, le décrément logarithmique des vibrations du résonateur.

Résultats. — 1° A chaque résonateur correspond une courbe interférentielle et une longueur d'onde différentes; on retrouve le phénomène de la résonance multiple;

2° La courbe expérimentale n'a une allure nettement interférentielle que pour des résonateurs de longueur totale comprise entre 90^{cm} et 40^{cm}, correspondant à des longueurs d'onde comprises entre 70^{cm} et 40^{cm};

3° La courbe interférentielle la plus nette et la plus conforme à la théorie est obtenue au moyen d'un résonateur de longueur 54^{cm}. Les auteurs en concluent que le résonateur et l'excitateur sont concordants; la longueur d'onde λ et le décrément logarithmique γ, déterminés expérimentalement avec ce résonateur, ont les valeurs suivantes

$$\lambda = 51^{cm},2, \qquad \gamma = 0,39\ (^1);$$

(1) Les auteurs estiment cette valeur trop élevée pour diverses raisons, mais elle ne contredit pas la sixième hypothèse.

4° Le décrément logarithmique croît avec la longueur de l'étincelle de l'excitateur (¹), la longueur d'onde en est indépendante.

R. Swyngedauw.

Wissenschaftliche Abhandlungen der physikalisch-technischen Reichsanstalt, Band I (*Mémoires scientifiques de l'Institut physico-technique impérial*, t. I. Berlin, 1894).

Ce Volume, le premier des publications du célèbre *Institut physico-technique impérial,* est consacré à l'étude des thermomètres normaux, exécutée sous la direction de M. Pernet, par MM. Jaeger et Gumlich, avec le concours de MM. Süring et Wurtzel.

Une préface due à Helmholtz, qui dirigea l'Institut jusqu'à sa mort, expose son but, son origine et son organisation.

Les thermomètres étudiés sont de deux sortes; les uns portent une échelle ininterrompue entre 0° et 100°, les autres sont d'un système particulier, dû à M. Pernet, et permettent de mesurer, en se servant de la même portion de l'échelle, toutes les températures, depuis celle de la congélation du mercure jusqu'à 250°. Ils reposent sur le système métastatique et portent quatre ampoules entre lesquelles se trouvent les points fondamentaux dans chacune des combinaisons. La matière dont sont constitués ces instruments est le verre dur français ou le verre d'Iéna 16, préparé spécialement pour la thermométrie : c'est un silico-borate de soude, de chaux, d'alumine et de zinc. A l'exception de quelques thermomètres construits par M. Tonnelot, ces instruments ont été soufflés et divisés à l'Institut physico-technique.

Après une étude détaillée de la division, les thermomètres ont été calibrés à la manière ordinaire; le coefficient de pression extérieure a été déterminé à l'aide de l'appareil employé au Bureau international des Poids et Mesures. On a déterminé directement le coefficient de pression intérieure, à l'aide d'un appareil à bascule, chauffé par de la vapeur d'eau, afin d'obtenir une température sensiblement constante, et une pression intérieure aussi

---

(¹) Si la longueur d'étincelle dépasse une certaine longueur limite, il y a un doute pour les étincelles plus courtes.

forte que possible. La différence moyenne entre ces deux coefficients, pour 11 thermomètres, a été trouvée égale à 0,0000133, les unités étant le degré et le millimètre de pression mercurielle. Les écarts individuels de ce nombre sont considérables.

Le point d'ébullition a été déterminé avec des pressions additionnelles atteignant quelques centimètres d'eau. Une chauffe prolongée à 110° a produit une augmentation de 0°,008 environ dans la valeur numérique de l'intervalle fondamental. Cette variation ne s'explique qu'en partie par une contraction du tube.

Les thermomètres métastatiques ont permis de mesurer une valeur provisoire de la dilatation relative du mercure dans le verre d'Iéna; cette dilatation est, en moyenne, de 0,0001571, pour 1° entre 0° et 100°.

L'exposé des méthodes est accompagné de nombreuses notes historiques concernant le développement de la thermométrie de précision; le texte est suivi de plus de 400 pages d'observations et de Tables de réduction, relatives aux 11 thermomètres étudiés.

Un second Volume sera consacré à leur comparaison.

Ch.-Ed. Guillaume.

A. MAHLKE. — Ueber die Beziehung hochgradiger Quecksiberthermometer aus Jenaer Glas 59III auf das Luftthermometer zwischen 300° und 500° (Thermomètres pour les hautes températures, en verre de Iéna 59III, rapportés au thermomètre à air entre 300° et 500°; *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 965).

Le verre employé actuellement en Allemagne pour les thermomètres destinés à la mesure des températures élevées est essentiellement un borosilicate de soude et d'alumine contenant 72 pour 100 de silice, 12 pour 100 d'acide borique, 11 pour 100 de soude et 5 pour 100 d'alumine, avec des traces de manganèse. Il se distingue par un point de fusion élevé et des résidus thermiques faibles.

Les thermomètres employés par l'auteur portaient, à leur partie supérieure, deux réservoirs de grand volume, contenant de l'acide carbonique sous pression; ils étaient entourés d'un manchon dans lequel circulait de l'eau froide; l'un d'eux était situé dans le prolongement de la tige, l'autre était fixé latéralement à celle-ci et pouvait recevoir, dans une petite ampoule, une certaine quantité

de mercure, variable suivant la température à laquelle les instruments étaient employés.

Après avoir été complètement étudiés et recuits à 540° environ, les thermomètres furent remplis d'acide carbonique, sous les pressions respectives de 8, 16 et 24 atmosphères, maintenues à peu près constantes à toutes les températures. Une nouvelle détermination de l'intervalle fondamental donna des différences insignifiantes par rapport aux premières mesures. Par suite de divers accidents, le thermomètre rempli sous la pression de 16 atmosphères put seul être employé jusqu'à la fin des mesures.

Après une première série de comparaisons à 200° dans la vapeur de benzoate de méthyle, les thermomètres furent comparés avec un thermomètre à air, dans un bain formé par le mélange, en proportions convenables, des salpêtres de potasse et de soude. Les corrections pour la colonne émergente étaient déterminées à l'aide d'une tige correctrice. Bien que les instruments eussent été complètement recuits avant d'être remplis sous pression, on observa encore, pendant la durée des mesures, une ascension du zéro d'environ 3°.

Les comparaisons ont été réparties en neuf groupes de températures comprises entre 200° et 500°. Les résultats, combinés par la méthode des moindres carrés, en sont donnés dans le Tableau suivant, qui contient, pour diverses températures T, exprimées dans l'échelle du thermomètre à air, le rapport $\frac{V_T}{V_0}$ du volume apparent du mercure dans le verre 59111 à son volume à 0°, et l'indication correspondante t du thermomètre à mercure [1].

T_{Az}.	$\frac{V_T}{V_0}$.	t.	T_{Az}.	$\frac{V_T}{V_0}$.	t.
0°....	1,000000	0°	375°....	1,063342	385°,4
100....	1,016437	100	400....	1,067868	412,3
200....	1,032931	200,4	425....	1,072446	440,7
300....	1,049974	304,1	450....	1,077098	469,1
325....	1,054397	330,9	475....	1,081857	498,0
350....	1,058853	358,1	500....	1,086754	527,8

CH.-ED. GUILLAUME.

[1] En prenant T comme variable, les différences $t-T$ sont assez bien représentées par la formule

$$t - T = 0,35\,T\,(T-100)^2.$$

Meyer WILDERMANN. — Application de la méthode de Kohlrausch à l'étude de la conductibilité électrique des substances faiblement dissociées. Sur une méthode plus exacte permettant la détermination de la conductibilité électrique des substances faiblement dissociées; *Zeitschrift für physikalischen Chemie*, t. XIV, p. 231-271; 1894.

Dans ces deux Mémoires, l'auteur s'est proposé d'étudier la conductibilité des dissolutions alcooliques d'acides dichloracétique, trichloracétique, chlorhydrique. Peut-on, dans ce cas, appliquer la méthode de Kohlrausch? L'auteur en fait l'essai en intercalant, sur une des branches du pont de Wheatstone, une série de résistances convenables formées par des crayons de graphite; de plus, dans le vase contenant le liquide à étudier, les électrodes de platine ont une très large surface et sont situées à une distance de 5^{mm} à 6^{mm} environ. L'application de la méthode de Kohlrausch présente ici deux difficultés :

1° Le minimum du son perceptible au téléphone devient de moins en moins net quand la résistance de la dissolution alcoolique va en augmentant;

2° Il se forme autour des électrodes de platine des produits d'oxydation de l'alcool qui, avec le dispositif adopté, modifient dans des limites assez étendues la conductibilité de la dissolution.

La première difficulté dans l'application de la méthode a été signalée depuis longtemps par MM. Bouty et Foussereau (1). Dans un Mémoire (2) inséré au *Zeitschrift* le 18 septembre 1894, M. Kohlrausch reconnaît que sa méthode donne des résultats illusoires lorsque la résistance à mesurer dépasse 1 mégohm. Mais il attaque les conclusions de M. Wildermann, dans les expériences duquel les résistances à mesurer n'ont pas dépassé 10^5 ohms. Dans ces conditions, on peut se servir de la méthode des courants alternatifs, à la condition toutefois d'intercaler dans le pont de Wheatstone, à côté de la résistance de comparaison, un

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. IV; 1885.

(2) F. Kohlrausch, *Sur la détermination de la résistance des électrolytes au moyen des courants continus ou alternatifs* (*Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XV, p. 126-130; 1894.

condensateur. La difficulté de percevoir le minimum de son tient en effet à l'existence de la capacité électrostatique du liquide peu conducteur en expérience. On cherche alors un point qui soit voisin de celui où se produit le minimum de son; puis on fait varier la capacité du condensateur jusqu'à ce que l'on obtienne, en déplaçant légèrement le contact mobile du pont, un point de minimum de son nettement déterminé. M. Kohlrausch indique qu'avec cette méthode il a pu mesurer, avec l'alcool ordinaire, des résistances allant jusqu'à 320000 ohms, avec l'alcool amylique des résistances allant jusqu'à 690000 ohms et en n'employant que des résistances de comparaison allant de 1000 à 10000 ohms.

M. Wildermann, n'ayant pas songé à l'introduction du condensateur dans la méthode de Kohlrausch, la rejette et indique, dans son second Mémoire, une méthode fondée sur l'emploi des courants continus.

Dans le circuit d'une pile de force électromotrice E, introduisons un galvanomètre et une résistance électrolytique, l'intensité du courant à un instant donné sera

$$i = \frac{E - e}{R + r + g},$$

expression dans laquelle e désigne la force électromotrice de polarisation; R, la résistance de la pile; r, la résistance à déterminer; g, la résistance du galvanomètre.

Au lieu de chercher à évaluer e ou à l'éliminer par le calcul, on prend une valeur de E assez grande pour pouvoir négliger la valeur de e. Prenons une série de n éléments de force électromotrice E accouplés en série, l'intensité du courant sera donnée par l'expression approchée

$$\text{(1)} \qquad I = \frac{nE}{nR + r + g}.$$

Cette expression sera d'autant plus approchée que I sera plus petit, car on sait que la force électromotrice de polarisation va en croissant avec l'intensité du courant, toutefois, jusqu' à un maximum. L'expression précédente de I sera d'autant plus voisine d'être exacte que la résistance à mesurer sera plus grande. Ceci posé, faisons une seconde expérience avec une résistance

convenable de comparaison; nous obtenons l'équation

$$(2) \qquad I' = \frac{nE}{nR + r' + g}.$$

La comparaison des équations (1) et (2) nous donne

$$\frac{I}{I'} = \frac{nR + r' + g}{nR + r + g}$$

Si les résistances r et r' sont très grandes par rapport à la résistance $nR + g$, on peut écrire l'expression précédente sous la forme

$$\frac{I}{I'} = \frac{r'}{r},$$

d'où l'on déduit, pour la résistance cherchée,

$$(3) \qquad r = r'\frac{I'}{I}.$$

Si les déviations du galvanomètre sont petites, on pourra les prendre pour mesures des intensités I et I', et l'on aura immédiatement la résistance r.

Dans ses expériences, M. Wildermann s'est servi d'une batterie de 100 éléments Clarke montés en série et possédant une force électromotrice d'environ 150 volts. Cette force électromotrice reste très sensiblement constante pendant la durée des expériences, en ayant soin toutefois de laisser ouvert, pendant un certain temps, le circuit de la batterie. Les tubes à résistance ont la forme générale des tubes employés par M. Bouty dans ses recherches sur les variations de la conductibilité des électrolytes avec la température. On détermine leurs capacités de résistance en employant une dissolution à $\frac{1}{100}$ — normal de KCl dans l'eau : cette dissolution est d'ailleurs employée comme résistance de comparaison. Le galvanomètre employé est un galvanomètre à miroir de Wiedemann, muni de quatre bobines. La manière d'opérer présente ici une particularité. Dans toutes les expériences on s'efforce toujours d'avoir des déviations galvanométriques comparables : on y parvient en choisissant un tube de résistance convenable, et en introduisant dans le circuit une ou plusieurs bobines du galvanomètre. L'auteur donne un Tableau indiquant

les rapports des déviations obtenues d'un côté avec un tube déterminé accompagné d'une bobine, de l'autre avec les différents tubes accompagnés de 1, 2, 3, 4 bobines. Les expériences définitives et le calcul de la conductibilité moléculaire se font alors très rapidement. Empruntons un exemple au Mémoire lui-même.

Une dissolution alcoolique d'acide trichloracétique à $\frac{1}{124,6}$ — normale donne dans un tube marqué $IX^{(2 \text{ bobines})}$ une déviation galvanométrique de $20^{cm},25$ mesurée sur l'échelle; le Tableau dressé préalablement nous montre, par un calcul simple que, dans le tube $I^{(1 \text{ bobine})}$, cette même dissolution alcoolique donnerait une déviation de $\frac{20,25}{21,84}$. Dans le même tube $I^{(1 \text{ bobine})}$, la dissolution, prise comme terme de comparaison, donne une déviation de 53,3. Par suite, en partant de l'équation (3), il est facile de voir que la conductibilité moléculaire de la dissolution alcoolique étudiée est donnée par l'expression

$$\mu = \left(\frac{20,25}{21,84} - 0,0375\right)\frac{1}{53,27} \times \frac{132,3 \times 124,6}{100}.$$

132,3 est, à 25°, la conductibilité moléculaire de la dissolution de KCl; 0,0375 est un terme correctif dû à l'alcool. Il suffit donc chaque fois de déterminer les déviations telles que 20,25 pour avoir immédiatement la conductibilité moléculaire.

M. Wildermann n'a pas poussé très loin ses expériences : il s'est contenté de montrer que la formule donnée par Oswald

$$\frac{\mu_\infty(\mu_\infty - \mu_v)}{\mu_v^2} = k$$

n'est pas vérifiée dans le cas des dissolutions alcooliques d'acides dichloracétique, trichloracétique, chlorhydrique. Toutefois, la méthode de mesure qu'il propose est intéressante et pourrait, dans certains cas, être appliquée. L. Marchis.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

3e série, t. CXLVII, 1er semestre 1894.

ALFRED-M. MAYER. — Recherches d'Acoustique, p. 1-28; 283-285.

M. Mayer montre qu'il existe une loi purement physiologique reliant la hauteur d'un son à la durée de sa sensation résiduelle, la durée d'une sensation résiduelle étant le temps pendant lequel on perçoit la sensation d'un son après la cessation des vibrations qui lui donnent naissance.

Dans ses recherches M. Mayer détermine la durée pendant laquelle la sensation résiduelle d'un son ne diminue pas en intensité d'une manière sensible.

Comme appareil il emploie un diapason vibrant devant un résonateur et produit des interruptions du son en faisant tourner un disque percé de trous en face du tétin du résonateur. M. Mayer discute les effets des grandeurs relatives des ouvertures du disque et du tétin; dans un premier cas il prend deux ouvertures de même diamètre (1^{cm}), dans un second cas deux ouvertures différentes (1^{cm} de diamètre pour le disque et $0^{cm},5$ pour le tétin). Il trouve que la durée de la sensation sonore déterminée d'après le second cas est la plus exacte.

A l'aide des résultats expérimentaux, M. Mayer représente la relation qui existe entre la hauteur d'un son et la durée de sa sensation résiduelle par la formule empirique suivante :

$$D = \left(\frac{33000}{N+30} + 18\right) 0,0001,$$

où D est la durée de la sensation résiduelle donnée par un son dont le nombre de vibrations par seconde est N.

Dans une autre série de recherches, M. Mayer détermine les plus petits intervalles consonants parmi les sons simples. Toutes les expériences sont faites en faisant vibrer un diapason donnant le son le plus bas avec d'autres donnant un nombre de battements de plus en plus grand par seconde, jusqu'à ce que l'on obtienne une sensation agréable et continue donnant le plus petit intervalle consonant.

Les résultats des expériences faites par différents observateurs

sur les indications de M. Mayer cadrent d'une façon très approximative avec l'expression suivante :

$$N : N + \frac{1}{\left(\frac{42500}{N+23} + 23\right) 0,0001},$$

dans laquelle N est le nombre de vibrations du son le plus bas et $N + \frac{1}{\left(\frac{42500}{N+23} + 23\right) 0,0001}$ le nombre de vibrations du son le plus élevé.

De la connaissance des plus petits intervalles consonants parmi les sons simples, M. Mayer déduit la durée des sensations sonores résiduelles d'après la formule

$$D = \left(\frac{48000}{N+30} + 21\right) 0,0001,$$

où N est la hauteur moyenne des deux sons qui forment l'intervalle; il trouve que la durée des sensations ainsi déduite est à peu près $\frac{1}{3}$ plus grande que celle donnée par les battements de sons interrompus.

Un appareil permettant de faire entendre à plusieurs personnes à la fois le mélange des sensations de sons interrompus est décrit par l'auteur page 283.

S.-P. LANGLEY. — Travail interne du vent, p. 41-63.

M. Langley cherche à expliquer comment il se fait que des corps plus denses que l'air peuvent se maintenir librement dans l'air sans l'intervention d'aucun support et comment un oiseau peut aller à l'est, le vent étant dirigé vers l'ouest.

A l'aide d'un appareil spécial, rappelant l'anémomètre de Robinson, il montre :

1° Que le vent n'est pas une masse d'air animée d'un mouvement approximativement uniforme, mais qu'il consiste en une succession de rapides vibrations d'amplitude variable et de direction variable par rapport au moyen mouvement du vent;

2° L'existence du *travail interne du vent* qui est probablement très grand.

Ce travail interne n'est pas relatif à l'action moléculaire comme en Thermodynamique, mais aux pulsations de grandeur sensible toujours existantes dans le vent;

3° Qu'on n'est pas en contradiction avec les lois de Mécanique connues en supposant qu'un corps plus lourd que l'air peut, si les vibrations du vent sont rapides et d'amplitude suffisante, être soutenu ou même élevé indéfiniment dans l'espace sans aucune dépense d'énergie interne que celle impliquée dans le changement d'inclinaison à chaque pulsation;

4° Que la possibilité que possède un corps d'aller contre le vent résulte de ce qu'il peut s'élever; que de plus on peut non seulement déterminer cette avance contre le vent d'une manière relative par rapport à un corps qui se déplace avec la vitesse moyenne du vent, mais encore d'une façon absolue par rapport à un point fixe dans l'espace;

5° Que tous ces mouvements sont mécaniquement possibles et réalisables en pratique.

D'après M. Langley ces observations ont des applications pratiques importantes non seulement pour ce qui concerne les oiseaux, mais encore les corps construits mécaniquement et dont la densité est 100 ou 1000 fois supérieure à celle de l'air.

C. BARUS. — Une expression élémentaire de thermo-électricité, p. 366-371.

L'équation thermo-électrique d'Avenarius et de Tait est bien d'accord avec l'expérience pour des températures de quelques centaines de degrés, mais elle ne cadre plus avec l'expérience pour des températures supérieures à 1000°. M. Barus s'est proposé de faire dériver cette équation d'une autre plus générale.

L'auteur se base sur les considérations suivantes :

1° Entre le pouvoir thermo-électrique et la résistance de l'acier, existe une relation variable avec la dureté, et cette relation est linéaire;

2° La trempe de l'acier, comme la température, change la structure du métal; par conséquent, une relation qui varie avec la trempe doit aussi varier avec la température suivant la même loi;

3° La variation thermique de la résistance d'un électrolyte (comme une solution aqueuse de sulfate de zinc sous pression)

peut être représentée par l'équation

$$\frac{dr}{d\theta} = a - br,$$

dans laquelle r désigne la résistance, θ la température, a, b deux constantes, a étant probablement introduit par des erreurs d'observation.

M. Barus a essayé l'expression élémentaire suivante :

$$\frac{de}{d\theta} = -\mathrm{A}e, \tag{1}$$

où e est l'état thermo-électrique d'un élément de longueur de chaque fil du couple à la température θ et A une constante spécifique du métal pouvant être positive ou négative.

Soient

θ, θ_0 les températures des soudures chaude et froide ;
θ_n la température du point neutre des deux fils donnés ;
e_n l'état thermo-électrique d'un des fils à la température θ_n.

L'équation (1) donne

$$\frac{e}{e_n} = \varepsilon^{\mathrm{A}(\theta_n - \theta)}; \tag{2}$$

ε étant la base des logarithmes népériens. Si l'on distingue les deux fils du couple par des accents, les parties de la soudure chaude qui contribuent à la force électromotrice totale E seront données par

$$\frac{e}{e_n} = \varepsilon^{\mathrm{A}(\theta_n - \theta_0)} \quad \text{et} \quad \frac{e'}{e_n^1} = \varepsilon^{\mathrm{A}'(\theta_n - \theta_0)};$$

pour la soudure froide, on aura

$$\frac{e_0}{e_n} = \varepsilon^{\mathrm{A}(\theta_n - \theta_0)} \quad \text{et} \quad \frac{e'_0}{e'_n} = \varepsilon^{\mathrm{A}'(\theta_n - \theta_0)}.$$

Puisque dans le cas général

$$\mathrm{E} = e \pm e' - (e_0 \pm e'_0),$$

et que par définition

$$e_n = e'_n,$$

on aura pour l'équation cherchée

$$\mathrm{E} = e_n \left\{ \varepsilon^{\mathrm{A}(\theta_n - \theta)} \pm \varepsilon^{\mathrm{A}'(\theta_n - \theta)} - \left[\varepsilon^{\mathrm{A}(\theta_n - \theta_0)} \pm \varepsilon^{\mathrm{A}'(\theta_n - \theta_0)} \right] \right\}. \tag{3}$$

Les quantités A, A′, θ_n peuvent être positives ou négatives.

Pour montrer que l'équation (3) contient l'équation de Tait, supposons que, dans le développement des exponentielles, les termes contenant des puissances supérieures aux secondes puissent être rejetés. On a alors

$$(4)\qquad E = (\theta - \theta_0)(A^2 \pm A_2')e_n\left[-\left(\frac{A \pm A'}{A^2 \pm A'^2} + \theta_n\right) + \frac{\theta + \theta_0}{2}\right].$$

Pour $\frac{dE}{d\theta} = 0$, θ prend une certaine valeur θ_m correspondant au maximum ou au minimum de E

$$(5)\qquad \theta_m = \theta_n + \frac{A \pm A'}{A^2 \pm A'^2} \cdots$$

Portant cette valeur de θ_m dans l'équation (4) nous avons

$$(6)\qquad E = (\theta - \theta_0)(A^2 \pm A'^2)e_n\left(-\theta_m + \frac{\theta + \theta_0}{2}\right).$$

Puisque $(A^2 \pm A'^2)e_n$ est constant pour un couple donné et que θ_m peut être positif ou négatif, cette équation (6) est identique à l'équation de Tait.

(F.-L.-O.) WADSWORTH. — Méthode simple pour déterminer l'excentricité d'un cercle gradué muni d'un vernier, p. 373-377.

M. Wadsworth étudie le cas d'un cercle complet et le cas d'un cercle incomplet.

Pour le premier cas, l'auteur place sur la table d'un spectromètre une glace à faces planes parallèles dont l'une est argentée.

Cette glace est mise perpendiculairement au plan du cercle gradué, la face argentée du côté de la lunette; on rend l'axe de cette lunette perpendiculaire au miroir, puis on la fixe. On fait une première lecture du vernier de la table.

On place la face non argentée du côté de la lunette en tournant la table sur laquelle repose la glace jusqu'à ce que l'image du fil vertical du réticule coïncide avec le fil lui-même. On fait une seconde lecture du vernier.

On fait une seconde expérience en plaçant les faces de la glace dans des positions respectivement perpendiculaires aux premières.

Dans chacune des expériences on détermine l'angle vrai en

fonction de l'excentricité, des lectures et de l'angle compris entre la droite joignant le centre de graduation au zéro et la ligne des centres de graduation et de rotation. On obtient ainsi des relations d'où l'on déduit l'excentricité.

L'auteur fait remarquer que, dans la détermination de l'excentricité d'un cercle complet, on peut employer un prisme ordinaire de 60° au lieu d'une glace.

Dans le cas d'un arc gradué moindre que 180°, on peut déterminer l'excentricité par la même méthode à l'aide de deux miroirs montés sur un même bloc.

Le premier miroir est identique au précédent, le second est placé derrière le premier et légèrement incliné sur lui, de façon que l'on puisse voir normalement l'image réfléchie du premier miroir sur le second.

On détermine cette fois l'excentricité en fonction des angles lus, de l'angle des deux miroirs et de l'angle formé par la droite joignant le centre de graduation au zéro et la ligne des centres de graduation et de rotation.

E.-W. MORLEY. — Une pompe à mercure automatique.

La pompe à mercure automatique imaginée par Raps est excellente, mais elle ne peut être utilisée dans certains cas.

M. Morley actionne une pompe à mercure placée au premier étage à l'aide d'un compresseur à air placé au rez-de-chaussée ; ce compresseur permet d'ailleurs de faire manœuvrer tantôt une pompe, tantôt une autre et même plusieurs à la fois : il suffit de tourner un robinet et un contact électrique.

ARTHUR KENDRICK. — Sur l'amortissement des aimants à section circulaire en forme de cloche et d'anneau par le cuivre qui les entoure, p. 454.

L'auteur se propose d'établir, à la suite de ses recherches sur l'amortissement, les relations approximatives entre le moment magnétique, le moment d'inertie, la grandeur et la forme du cuivre qui entoure les aimants.

P. QUINEZ.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7ᵉ série, t. V; mai 1895.

H. Pellat. — *Électrostatique non fondée sur les lois de Coulomb. — Forces électriques agissant à la surface de séparation de deux diélectriques*, p. 5.

Le P. V. Schaffers, S. J. — *Sur la théorie de la machine de Wimshurst*, p. 132.

Juin 1895.

J. Macé de Lépinay. — *Mesures optiques d'étalons d'épaisseur*, p. 210.

A. Battelli. — *Des propriétés thermiques des vapeurs*, p. 256.

Wiedemann's Annalen.

T. LV, nº 5; 1895.

W. König. — *Sur quelques cas d'interférences achromatiques*, p. 1.

C. Runge. — *Les longueurs d'onde des lignes ultra-violettes de l'aluminium*, p. 44.

E. Merritt. — *Sur le dichroïsme du spath d'Islande, du quartz et de la tourmaline pour les rayons rouges*, p. 49.

L. Zehnder. — *Sur la transparence des corps solides pour l'éther lumineux*, p. 65.

R. Reiff. — *Sur la théorie de la dispersion*, p. 82.

G. Mac Crae. — *Sur la mesure des hautes températures à l'aide d'éléments thermo-électriques; point de fusion des sels minéraux*, p. 95.

C. Forch. — *Recherches expérimentales sur la dilatation thermique des dissolutions aqueuses*, p. 100.

V. Bjerknes. — *Sur la résonance électrique*, p. 121.

W. Hallwachs. — *Sur un électromètre à quadrants, à aimant, apériodique et sans résidu*, p. 170.

G. Bauer. — *Nouvelle méthode pour la détermination expérimentale du poids spécifique de vapeurs saturées*, p. 184.

Th. des Coudres. — *Formule relative à la diffusion dans un cylindre de longueur finie sous l'action de la pesanteur*, p. 213.

M. Planck. — *Sur une preuve de la loi de Maxwell, relative au partage des vitesses entre les molécules gazeuses*, p. 220.

L. Boltzmann. — *Sur la loi de Maxwell relative au partage des vitesses*, p. 223.

SOCIÉTÉ BELGE D'ASTRONOMIE

FONDÉE EN 1894.

La Société belge d'Astronomie a été fondée dans le but de réunir et de mettre en rapport les personnes qui s'intéressent aux progrès de l'Astronomie et des sciences qui s'y rattachent.

Travailler à la vulgarisation de ces sciences ; étendre leur influence pour l'éclairement des esprits ; créer un centre de réunion où seront communiqués les observations, les progrès et les découvertes accomplis en ces matières à la surface du globe ; encourager par tous les moyens des recherches souvent pénibles et laborieuses, tel est également le but qu'elle poursuit.

Cette Société répond ainsi au désir, souvent manifesté, de voir la Belgique contribuer pour sa part au développement de la plus vaste et de la plus belle des sciences.

EXTRAIT DES STATUTS.

Art. 4. — La Société se compose de Membres titulaires, de Membres fondateurs et de Membres d'honneur.

Art. 6. — Le titre de Membre fondateur sera conféré à toute personne qui aura contribué à la prospérité de la Société par un versement de 300fr, au moins, effectué en une ou plusieurs annuités....

Art. 21. — Pour devenir Membre il faut adresser une demande écrite au Président, être présenté par deux Membres et être admis par le Bureau.

Art. 27. — Les ressources de la Société comportent la cotisation des Membres titulaires qui est fixée à 6fr par an....

Les réunions de la Société se tiennent le premier lundi de chaque mois en l'Hôtel communal de Saint-Josse-ten-Noode, avenue de l'Astronomie, Bruxelles.

Le Conseil général est composé de

MM. Fernand JACOBS, Président, 21, rue des Chevaliers, Bruxelles;
Ad. BAYET;
Ad. de BOE;
J. DE TILLY;
Ch. DUSAUSOY;
L. GOEMANS;
Ch. LAGRANGE;
Al. LE MAIRE;

MM. E. PASQUIER;
Ed. ROUSSEAU;
F. TERBY;
Arm. MAYOLEZ;
G. PAPIN;
J. VINCENT;
M. de COSTER;
P. STROOBANT;
Fr. SAMUEL;
Georges BALAT.

TABLE DES MATIÈRES.

JUIN 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — JUILLET 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ..... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............. 15 fr.
Autres pays........ .... 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

DE LA DÉTERMINATION DES CONSTANTES ÉLECTRIQUES DE L'EAU;

PAR M. G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE.

L'eau est le liquide dont les propriétés électriques : résistance, différence de potentiel au contact avec les métaux, ont été l'objet du plus grand nombre d'expériences; malgré ces tentatives, l'eau est le liquide dont les propriétés électriques sont le moins déterminées. Je me propose de rappeler les recherches faites sur ces deux sujets et d'indiquer les motifs des divergences entre les résultats des différents observateurs.

L'historique et la discussion des méthodes appliquées pour mesurer la résistance de l'eau ont été présentés par M. Foussereau (¹). A la suite de cette analyse, accompagnée d'une Note bibliographique, M. Foussereau expose une méthode nouvelle à l'abri des critiques adressées aux expérimentateurs précédents, et une série d'expériences faites par lui avec le plus grand soin. Les résultats sont les suivants : Variation de la résistance de l'eau :

1° Avec la provenance;

2° Par addition de traces de matières dans l'eau avant la distillation;

3° Avec la durée du séjour de l'eau distillée dans les vases où on la conserve;

4° Avec la température de 17° à 32°,5;

5° Par suite du contact avec l'air;

6° Avec des traces de matières dissoutes en proportions déterminées ajoutées à l'eau distillée.

M. Foussereau constate, en outre, dans l'une de ses expériences, que l'eau de la Ville conduit soixante-cinq fois mieux que l'eau distillée.

L'ensemble des expériences prouve que les différences entre les résultats obtenus sont dues à des traces de matières étrangères en dissolution dans l'eau, traces trop faibles pour être décelées par l'analyse chimique ordinaire.

(¹) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. IV, p. 208.

La détermination de la différence de potentiel au contact d'un métal et d'un liquide exige la réalisation des trois conditions suivantes :

1° Définition du métal, c'est-à-dire détermination des conditions dans lesquelles le métal jouit de propriétés déterminées;

2° Définition du liquide;

3° Possibilité de maintenir la différence de potentiel au contact du métal et du liquide constante pendant la durée d'une détermination.

Les deux premières conditions réalisées, la méthode qui paraît la plus simple consiste à former un condensateur, dont les armatures sont le liquide et le métal, à relier les deux armatures par un fil du métal et à déterminer la différence de potentiel entre les deux armatures.

L'application de cette méthode, que j'appelle *méthode du condensateur,* exige :

1° La communication des armatures par des métaux, de manière que la loi de Volta soit applicable;

2° L'isolement de la chaîne reliant les armatures;

3° La connaissance exacte ou la constance de la capacité du condensateur;

4° La constance de la capacité de l'électromètre;

5° L'emploi d'une unité de mesure invariable.

Aucune des conditions fondamentales n'est réalisée dans les expériences des premiers expérimentateurs, dont les recherches ont cependant un très grand intérêt en précisant les conditions du problème. A ce groupe appartiennent les expériences de

Volta, *Série de lettres à Green* (*Annales de Chimie,* t. XXIII, 1797.
— *News Journal der Physik,* Bd. 3, H. 3, S. 479; 1797.
— *Annali di Chimica e Storia naturale du professeur Brugnatelli,* t. III, p. 226; 1797.
— *Lettres à Sir Bankley,* juin 1800 (*Philosophical Transactions*).

Parrot, Pohl, Traugott, *Emploi de la double condensation* (*Gehlers physikalisches Wörterbuch,* t. IV, 2e Partie, p. 614 et suiv.; 1828.

Becquerel, *Emploi de la condensation simple* (*Annales de Chimie et de Physique,* 2e série, t. XXV, p. 405; 1824).

PFAFF, *Emploi de condensations successives* (*Annalen der Physik und Chemie Poggendorff*, 2ᵉ série, t. LI, p. 110-197; 1840).

PÉCLET, *Emploi du condensateur simple et du condensateur multiplicateur* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. II, p. 233; 1841).

BUFF, *Emploi de la condensation simple* (*Annalen der Chemie und Pharmacie, F. Wöhler und G. Liebig*, t. XLII, p. 5 et suiv.; 1842, et t. XLV, p. 137 et suiv.; 1844).

CAPPA, *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino*, t. XIII, p. 867; 1878).

EXNER et TUMA, *Wiener Berichte*, 2ᵉ série, t. XCVII, p. 917; 1888, dans lesquelles MM. Exner et Tuma appliquent la loi des tensions de Volta à des conducteurs non métalliques.

L'isolement des appareils, l'établissement des communications avec des métaux, en évitant tout contact des doigts et l'usage de conducteurs humides, tels que cordes mouillées, l'augmentation de la sensibilité des appareils de mesure, l'emploi d'un commutateur convenablement placé pour établir, à un moment donné, les communications d'un électromètre, soit avec l'armature métallique du condensateur, soit avec une pile-étalon, caractérisent les progrès accomplis dans les expériences suivantes. Trois points restent alors à discuter :

1° Le condensateur;
2° L'électromètre;
3° L'étalon de mesure.

I. L'emploi du condensateur exige : 1° la connaissance de la capacité ou la constance de la capacité, afin de pouvoir l'éliminer; 2° l'impénétrabilité du diélectrique qui sépare les armatures, résultat obtenu seulement avec les diélectriques gazeux (¹).

II. La capacité de l'électromètre devrait être : 1° infiniment petite par rapport à la capacité des corps, dont il sert à évaluer les charges; 2° indépendante de la position des pièces mobiles indicatrices des charges. L'électromètre devrait, en outre, être très sensible et toujours comparable à lui-même.

(¹) MASCART, *Traité d'Électricité statique*, t. II, p, 506, et SIR W. THOMSON, *Congrès des Électriciens*, p. 217. Paris; 1881.

III. L'unité de différence de potentiel doit être : 1° invariable; 2° facile à reconstruire à un moment donné.

Les limites, dans lesquelles sont réalisées ces trois conditions, sont le criterium de la discussion des expériences de MM. Kohlrauch, Gerland, Hankel, Clifton, Ayrton et Perry.

Aucune des trois conditions fondamentales n'est remplie dans les expériences de Kohlrauch (1) et dans les expériences de M. Gerland (2).

La capacité du condensateur, formé d'une feuille de papier buvard imbibé de liquide et d'un plateau du métal à étudier séparés par une lame de verre nue ou vernie, n'est ni définie, ni constante. La même objection doit être faite au condensateur formé par le liquide et le métal employés par M. Gerland (*loc. cit.*).

Les charges d'origine douteuse sont mesurées avec un électromètre Dellmann, dont la sensibilité n'est pas constante, à l'aide d'une table de graduation entachée d'erreurs. L'étalon de force électromotrice, élément Daniell ou élément Meidinger, n'a pas une constance suffisante et en reportant les mesures à la différence Zn | Cu = 100, les auteurs s'éloignent encore de l'invariabilité qu'ils désirent obtenir.

Les mesures effectuées, l'inconnue Ag | M est déduite de termes auxiliaires, dont l'approximation n'est pas déterminée. L'erreur finale, commise sur l'évaluation de Ag | M, n'est pas calculable.

En cherchant à éviter les perturbations dues au diélectrique solide et en formant un condensateur avec le liquide et le métal séparés par une couche d'air de 0^{mm} à $0^{mm},2$, M. Hankel (*Comptes rendus de l'Académie royale des Sciences de Saxe*, p. 608; 1865) et M. Clifton (3) s'exposent à la critique suivante de M. Wiedemann (4) : « La condensation accidentelle de la vapeur du liquide, sur les différentes parties de l'appareil, con-

(1) *Pogg. Ann.*, t. LXXIX, p. 177; 1850. T. LXXXII, p. 407; 1851. T. LXXXVIII, p. 464; 1853.

(2) *Pogg. Ann.*, t. CXXXIII, p. 513; 1870.

(3) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XXVI, p. 299; 1877.

(4) *Die Lehre von Electricität*, t. I, p. 236, édition 1892.

densation déterminée facilement par de petites différences de température, pouvait très facilement amener des erreurs considérables, par suite de la petitesse des valeurs observées. Par là, s'expliquent aussi les écarts des résultats des différents expérimentateurs. »

J'ai vérifié la justesse de la critique de M. Wiedemann en mesurant la différence de potentiel des couches d'air qui recouvrent deux dépôts électrolytiques de zinc, formés sur deux plateaux A, B (méthode indiquée, *Journal de Physique*, 3e série, t. II, p. 213; 1893). B n'ayant subi aucune altération depuis la préparation, A étant employé dans les conditions indiquées dans le Tableau suivant, où sont inscrits les résultats des expériences :

État du plateau A.	Distance du plateau A à la surface de l'eau distillée.	Température de l'eau.	Durée d'exposition.	Valeur de la différence de potentiel entre les plateaux A | B en volts.
A préservé de toute altération.	»	»	»	0
A exposé à la vaporisation de l'eau distillée.	8mm	14°	10 min.	+0,043 volt
	2	15,5	56	+0,060
A lavé avec alcool après les deux déterminations précédentes.	»	»	»	0

La condensation de la vapeur d'eau sur le métal infirme les résultats des expériences de M. Hankel, auxquelles s'appliquent d'ailleurs les critiques adressées aux expériences de MM. Kohlrauch et Gerland.

L'évaluation de l'approximation, avec laquelle les résultats sont évalués dans les expériences de MM. Hankel, Gerland, Clifton, est également impossible.

MM. Ayrton et Perry ([1]) cherchaient à atténuer les erreurs par l'emploi d'un condensateur dont les armatures étaient éloignées de 10^{mm}. La capacité du condensateur subsiste. Un vase de por-

([1]) *Proceedings of the Royal Society of London*, t. XXVII, p. 196; 1878.

celaine dont l'état électrique n'est pas déterminé, placé sous les plateaux, agit sur les plateaux. L'application de la méthode nécessite en outre :

1° Un isolement parfait des différentes pièces de l'appareil;

2° Un réglage et un mécanisme compliqué parfaits, très difficilement réalisables.

3° La constance de la capacité de l'électromètre. L'électromètre est gradué avec un élément Daniell.

Les résultats numériques donnés par MM. Ayrton et Perry permettent de calculer l'approximation. L'erreur commise atteint la moitié au moins et, souvent même, plus de la moitié de la valeur à déterminer.

La discussion précédente m'a amené à reprendre la détermination de la différence de potentiel Cu | Aq par une méthode de zéro dont j'ai indiqué le principe [1] dans laquelle sont satisfaites les cinq conditions fondamentales énoncées plus haut, mais dans laquelle on emploie encore un condensateur formé d'un métal et d'une nappe d'eau séparés par une lame d'air aussi mince que possible. Cette expérience avait pour objet de voir dans quelles limites pouvait varier la différence Cu | Aq déterminée avec les plus grandes précautions par la méthode du condensateur. Les premiers essais m'ont montré l'influence considérable qu'exercent les vases dans lesquels les liquides sont placés, et les supports isolants des vases. Ces effets réduits autant que possible en évitant tout contact des vases, en employant des cales isolantes très étroites, les valeurs trouvées pour la différence Cu | Aq ont varié de 0^{volt} à $+0^{volt},173$, les cuivres étant tous identiques entre eux (*Journal de Physique,* 3e série, t. II, p. 213) et l'eau distillée prise dans le même réservoir.

La méthode du condensateur métal-eau ne permet pas de résoudre le problème posé. J'ai cherché à déterminer la différence Cu | Aq par une autre méthode dont le principe et la description ont été donnés dans ce recueil [2].

Le cuivre étant toujours obtenu par dépôts galvaniques, quatre

---

(1) *Journal de Physique,* 2e série, t. IX, p. 68.
(2) *Journal de Physique,* 2e série, t. IX, p. 69.

séries d'expériences, faites avec de l'eau distillée de même provenance, ont eu pour but de rechercher l'effet du contact de l'eau avec l'atmosphère; dans une dernière série, j'ai comparé les valeurs de Cu | Aq obtenue avec de l'eau distillée de différentes provenances. Les résultats ont été les suivants :

1° *Influence de la durée d'exposition de l'eau à l'air dans le réservoir d'où s'écoule le liquide et dans lequel le cuivre est plongé.* — La durée d'immersion du cuivre dans l'eau étant la même dans chaque expérience et comprise entre dix et vingt minutes, les valeurs de Cu | Aq varient comme il suit :

Durée du séjour de la même eau distillée dans le réservoir.	Valeur de la différence Cu | Aq.
jours	volt
1	+0,000
6	+0,109
7	+0,177
10	+0,179

2° *Influence de la filtration.* — La durée d'immersion du cuivre et les autres conditions de l'expérience étant les mêmes, les valeurs de la différence Cu | Aq ont été

Avant la filtration	$+0^{\text{volt}},051$
Après filtration à travers papier blanc	$+0^{\text{volt}},200$

3° *Comparaison de la valeur trouvée pour la différence* Cu | Aq en employant : 1° de l'eau distillée neuve; 2° de l'eau distillée qui a servi à une première expérience; qui, par suite, a été séparée en gouttes très fines à l'orifice du tube d'écoulement, toutes les précautions relatives au nettoyage des vases étant rigoureusement observées.

	Valeur de la différence Cu | Aq.
	volt
1° Eau distillée neuve	+0,051
2° Après le passage à travers l'orifice du tube	+0,137
3° Eau recueillie après la seconde expérience, maintenue en ébullition et refroidie	+0,012

4° *Influence du passage d'un courant gazeux à travers l'eau.*

	Valeur de la différence Cu | Aq.
	volt
1° Eau distillée neuve	+0,051
2° Eau distillée traversée par un courant d'air filtré à travers un tampon de ouate	+0,061
3° Eau distillée traversée par un courant d'oxygène.	+0,045
4° Eau distillée traversée par un courant d'azote	0,000

Toutes les expériences des quatre séries précédentes ont été faites avec de l'eau distillée fournie par la Pharmacie centrale de Lyon.

5° *Comparaison de l'eau distillée de différentes provenances.*

Provenance.	Durée d'immersion du cuivre.	Valeur de la différence Cu | Aq.
		volt
Eau distillée de la Pharmacie centrale de Lyon.	10^m à 20^m	0,000
	24^h	+0,012
Eau distillée au Laboratoire.	27^m	—0,277
	24^h	—0,804

Aucune trace d'impureté n'a pu être reconnue dans l'eau distillée au laboratoire, avec les réactifs chimiques.

La différence de potentiel, déterminée dans toutes les expériences précédentes, est en réalité la différence de potentiel au contact de l'air ou, en désignant par I l'air dans lequel l'écoulement a lieu, la quantité mesurée est

$$I \mid Cu + Cu \mid Aq + Aq \mid I.$$

On pourrait objecter que les différences des résultats obtenus sont dues aux termes extrêmes de la somme. Sans pouvoir répondre par des expériences faites à l'abri de l'air, je ferai remarquer que cette hypothèse est très peu probable pour les deux motifs suivants : 1° Dans les différentes expériences, j'ai laissé l'air dans des conditions aussi identiques que possible, tandis que j'ai cherché à modifier l'état de l'eau; 2° Lorsqu'on détermine la différence de potentiel au contact du cuivre et d'une dissolution de sulfate de cuivre dans l'eau distillée, la somme

$$I \mid Cu + Cu \mid Diss. + Diss. \mid I$$

varie très peu avec la nature du milieu dans lequel l'écoulement de la dissolution se produit (1); les variations observées sont beaucoup inférieures aux différences signalées plus haut.

Les expériences de M. Ostwald (2), faites par une méthode différente, sur des dissolutions extrêmement diluées, montrent d'ailleurs l'influence considérable due à des traces d'acide ou de substances que l'analyse chimique ne peut déceler.

Les expériences de M. Paschen (3) montrent également l'influence très grande de traces de matières étrangères dans l'eau.

En rapprochant ces faits, je conclus que l'eau distillée n'est pas un liquide défini, que l'eau ordinaire est un liquide encore plus complexe, que la résistance de l'eau et la différence de potentiel d'un métal au contact de l'eau ne sont pas des constantes physiques, comme le peuvent être ces mêmes quantités lorsque le liquide est une dissolution saline ou un liquide défini.

SUR LA THÉORIE CINÉTIQUE DES FLUIDES PESANTS;

PAR M. L. HOULLEVIGUE.

La théorie cinétique s'établit en négligeant les variations que la pesanteur introduit dans les pressions d'une masse fluide en équilibre; mais elle n'est pas en désaccord avec l'existence de ces variations de pressions; on conçoit que les molécules, en rebondissant entre deux parois horizontales, déterminent une pression plus grande sur la paroi inférieure que sur l'autre; en effet, leur vitesse, accrue par la pesanteur, est plus grande quand elles descendent que quand elles montent, et d'autre part, en vertu de la forme parabolique de leurs trajectoires, elles frappent la paroi inférieure suivant une incidence plus voisine de la normale que la paroi supérieure.

---

(1) *Journal de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 78, et t. X, p. 76.
(2) *Zeitschr. für physikalische Chemie*, t. I, p. 583; 1887.
(3) *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 117, 1890, et t. XLIII, p. 568; 1891.

On peut préciser ce qui précède, en partant de la formule établie par Clausius ([1]),

$$(1)\qquad W = \frac{1}{2}\sum m u^2 = \frac{1}{4}\frac{d^2 \Sigma m \rho^2}{dt^2} - \frac{1}{2}\sum (Xx + Yy + Zz),$$

dans laquelle W représente l'énergie due aux mouvements de translation d'un corps, m, u, x, y, z la masse, la vitesse et les coordonnées au temps t de l'une quelconque de ses molécules, rapportées à trois axes rectangulaires, ρ sa distance à l'origine, et XYZ les projections de la force appliquée à la molécule considérée.

Cette formule se réduit à

$$(2)\qquad W = -\frac{1}{2}\sum (Xx + Yy + Zz)$$

dans le cas d'un corps en état de mouvement stationnaire.

Considérons la masse de fluide en équilibre enfermée dans un cylindre infiniment plat, de section droite S, dont les génératrices, de hauteur dz, soient parallèles à l'axe vertical Oz. Soient z_0 la distance de la base inférieure au plan des xy, p la pression sur la base supérieure, $p + dp$ la pression sur la base inférieure, forces qui sont normales dans le cas du mouvement stationnaire.

Évaluons, dans cette hypothèse, la valeur du viriel, c'est-à-dire le terme

$$-\frac{1}{2}\sum (Xx + Yy + Zz).$$

1° *Viriel intérieur.* — Il est produit d'abord par les actions intermoléculaires. Soit V_1 le terme dû à ces actions. Dans le cas où les forces intérieures dépendent uniquement de la distance deux à deux r des molécules, Clausius a montré que $V_1 = \frac{1}{2} r\varphi(r)$, $\varphi(r)$ étant la fonction des forces; mais notre démonstration est indépendante de cette hypothèse particulière.

Le second terme du viriel intérieur est produit par la pesanteur

([1]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1870, p. 1314. — *Voir* aussi l'article de M. Sarrau, *Journal de Physique*, t. II, p. 264; 1873.

des molécules gazeuses. Pour cette force, $X = Y = 0$, $Z = -mg$, de sorte que le terme correspondant a pour valeur $\frac{1}{2}\sum mgz$; on peut en transformer l'expression en prenant les moments par rapport au plan des xy :

$$\frac{1}{2}\sum mgz = \frac{1}{2}\left(z_0 + \frac{dz}{2}\right)\sum mg = \frac{1}{2}\varpi\left(z_0 + \frac{dz}{2}\right),$$

en désignant par ϖ le poids de la matière contenue dans le cylindre considéré.

2° *Viriel extérieur*. — Il est produit par les pressions auxquelles la masse fluide est soumise; il n'y a que les éléments de la surface qui donnent des termes dans l'expression du viriel, d'après la propriété caractéristique des fluides en équilibre.

Pour la base supérieure, on a, en désignant par σ un élément de surface $X = 0$, $Y = 0$, $Z = -p\sigma$. Le terme correspondant à la base supérieure est donc

$$\frac{1}{2}\sum p\sigma(z_0 + dz) = \frac{1}{2}p(z_0 + dz)\sum \sigma = \frac{1}{2}pS(z_0 + dz).$$

La base inférieure donne de même

$$-\frac{1}{2}\sum (p + dp)\sigma z_0 = -\frac{1}{2}(p + dp)Sz_0.$$

Restent à évaluer les termes fournis par la paroi latérale du cylindre. Soient σ une surface élémentaire comprise entre deux génératrices infiniment voisines, α et β les angles de la normale dirigée vers l'extérieur avec Ox et Oy. On a pour cet élément

$$X = -\left(p + \frac{dp}{2}\right)\sigma\cos\alpha, \qquad Y = -\left(p + \frac{dp}{2}\right)\sigma\cos\beta, \qquad Z = 0,$$

ce qui donne pour le viriel

$$\frac{1}{2}\sum\left[\left(p + \frac{dp}{2}\right)\sigma\cos\alpha \times x + \left(p + \frac{dp}{2}\right)\sigma\cos\beta \times y\right]$$
$$= \frac{1}{2}\left(p + \frac{dp}{2}\right)\sum(\sigma\cos\alpha \times x + \sigma\cos\beta \times y).$$

Or

$$\sigma\cos\alpha \times x = \sigma\cos\beta \times y = S\,dz,$$

$S\,dz$ étant le volume v du cylindre; ce terme du viriel a donc pour valeur

$$\left(p + \frac{dp}{2}\right) S\,dz.$$

En définitive, l'énergie de translation W d'un fluide en équilibre peut s'écrire

$$(3)\quad \left\{\begin{aligned} W = V_1 &+ \frac{1}{2}\varpi\left(z_0 + \frac{dz}{2}\right) \\ &+ \frac{1}{2}pS(z_0 + dz) - \frac{1}{2}(p + dp)Sz_0 + \left(p + \frac{dp}{2}\right) S\,dz. \end{aligned}\right.$$

L'énergie W, de même que le viriel V_1 des actions intermoléculaires, sont évidemment indépendants de la position des axes coordonnés, et en particulier de la valeur de z_0. Il faut donc que le coefficient de z_0 dans l'équation (3) soit égal à o

$$\frac{1}{2}\varpi + \frac{1}{2}pS - \frac{1}{2}(p + dp)S = 0;$$

ce qui donne

$$(4)\qquad dp = \frac{\varpi}{S}.$$

On retrouve ainsi la loi fondamentale à laquelle obéissent tous les fluides pesants en équilibre. L'hypothèse cinétique est donc d'accord avec cette loi.

Moyennant (4), la valeur de W se réduit à

$$W = V_1 + \frac{1}{4}\varpi\,dz + S\,dz\left(\frac{3}{2}p + \frac{1}{2}dp\right) = V_1 + \frac{3}{2}pv + \frac{1}{2}dz\left(\frac{1}{2}\varpi + S\,dp\right),$$

ou, comme $\varpi = S\,dp$, à

$$W = V_1 + \frac{3}{2}v\left(p + \frac{dp}{2}\right).$$

On trouve ainsi pour les gaz, en supposant $V_1 = 0$, l'expression bien connue de W.

Isothermiques d'un gaz parfait pesant. — On est d'accord pour définir la pression d'une masse fluide comme étant celle qui s'exerce au point le plus haut de ce fluide. Considérons un poids

fixe ϖ, aussi petit qu'on voudra, de gaz contenu dans le cylindre défini plus haut.

W est une constante, $V_1 = 0$. On peut donc écrire

$$W = \frac{3}{2} v \left(p + \frac{1}{2} \frac{\varpi}{S}\right),$$

d'où

$$v = \frac{2W}{3\left(p + \frac{1}{2} \frac{\varpi}{S}\right)}.$$

De cette expression, il résulte que, pour une valeur fixe de p, v n'est pas défini, car il dépend encore de la section S, qu'on peut choisir arbitrairement. On ne peut donc pas dire, en toute rigueur, qu'un gaz pesant ait des isothermiques définies.

SUR LA DÉTENTE ADIABATIQUE AU VOISINAGE DU POINT CRITIQUE;

PAR M. LADISLAS NATANSON [1].

1. Soit un système composé d'une masse m de liquide et d'une masse M de vapeur, à la même température absolue T, sous la pression de saturation P. Désignons par w et W le volume du liquide et de la vapeur par unité de masse; par γ la chaleur spécifique de la vapeur saturée; par Γ celle du liquide saturé; enfin, par L la chaleur de vaporisation et par V le volume total. Si l'on admet, avec M. Raveau [2], que les chaleurs spécifiques, sous volume constant du liquide et de la vapeur, restent finies au point critique, on déduit immédiatement des formules de M. Duhem [3] que l'expression A

$$A = \frac{(m+M)\gamma}{(m\gamma + M\Gamma)(W - w) - L\left(m\frac{dw}{dT} + M\frac{dW}{dT}\right)}$$

est positive à toute température.

---

[1] Extrait du *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie*. Séance du 1er avril 1895.

[2] RAVEAU, *Journal de Physique*, t. I, p. 461; 1892.

[3] DUHEM, *Travaux et Mémoires des Facultés de Lille*, t. I, Mémoire n° 5, p. 83. *Journal de Physique*, t. I, p. 470.

Les adiabatiques ont pour équation

$$\frac{dM}{dV} = A\,\frac{m\gamma + M\Gamma}{(m+M)\gamma},$$

ce qui peut s'écrire

$$\frac{dM}{dV} = A\left(1 - \frac{l}{\lambda}\right)$$

en posant

$$\lambda = \frac{\gamma}{\gamma - \Gamma}, \qquad l = \frac{M}{m+M}.$$

Nous donnerons au rapport l le nom de *degré d'évaporation;* les courbes qui correspondent aux valeurs constantes de l sont les *courbes isopsychriques*. En chacun des points de contact des adiabatiques et des isopsychriques, points dont l'ensemble constitue la *ligne neutre,* on a $l = \lambda$. La ligne neutre a été construite par M. Raveau à l'intérieur de la région de la coexistence; on peut la compléter en dehors de cette région, de façon à obtenir une seule courbe partant du point critique, en considérant les valeurs de l plus grandes que 1, qui correspondraient à des masses de liquide négatives.

On peut se rendre compte des variations que subissent les entropies σ du liquide et Σ de la vapeur saturée, rapportées à l'unité de masse lorsque la température s'élève. L'entropie σ augmente; l'entropie Σ diminue jusqu'au premier point d'inversion, passe par un minimum, croît lentement jusqu'au second point d'inversion, passe par un maximum et diminue rapidement.

2. Supposons que nous ayons un corps gazeux à une température initiale T_0 qui est supérieure à la température critique. Nous lui faisons subir la détente; la température s'abaisse jusqu'au point critique et au delà. Quels seront les phénomènes que déterminera la détente? Lorsque celle-ci s'opère, le point figuratif dans le plan des (p, V) se déplace en suivant une adiabatique. Toutes ces adiabatiques, comme dans les expériences de M. Olszewski (1), sont issues de l'isotherme initiale T_0. Soient R_a, R_b,

(1) Voir *Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie,* mai 1891 et mars 1895. *Voir* aussi, sur ce sujet, une Note de M. Natanson, p. 219 de ce Volume.

R_c, R_d, ..., les pressions, de plus en plus petites, auxquelles les points d'issue des adiabatiques correspondent. Soient S_a, S_b, S_c, S_d, ... les valeurs de l'entropie du gaz (par unité de masse) à la température T_0 et aux pressions R_a, R_b, R_c, R_d, ... Les adiabatiques suivant lesquelles s'effectue la détente sont données par les équations

(11) $$S(p, T) = S_a,$$

(12) $$S(p, T) = S_b, \quad \ldots .$$

Désignons par Q_a, Q_b, Q_c, Q_d, ... les pressions et par T_a, T_b, T_c, T_d, ... les températures qui correspondent aux points d'intersection de ces adiabatiques et de la courbe de saturation. Soient $Q_c = P_c$ et T_c les valeurs qui conviennent au point critique. Nous aurons

(13) $$\sigma(Q_a, T_a) = S_a, \qquad \sigma(Q_b, T_b) = S_b,$$

(14) $$\sigma(Q_c, T_c) = \Sigma)Q_c, T_c) = S_c,$$

(15) $$\Sigma(Q_d, T_d) = S_d, \quad \ldots .$$

Considérons deux courbes adiabatiques infiniment voisines, celles, par exemple, qui correspondent aux valeurs S et $S + \delta S$ de l'entropie; aux points d'intersection avec la courbe de saturation les pressions seront Q et $Q + \delta Q$, les températures T et $T + \delta T$. Nous aurons

(16) $$\delta S = \left(\frac{dS}{dT}\right) dT = \frac{G}{T}\,\delta T,$$

(17) $$\delta Q = \left(\frac{dP}{dT}\right) \delta T,$$

si l'on convient de substituer à G les quantités γ ou Γ selon que l'endroit où l'adiabatique vient franchir la courbe de saturation se trouve du côté du liquide ou de celui de la vapeur.

Admettons qu'à la température initiale T_0 les lois des gaz parfaits soient applicables avec une approximation suffisante [1].

---

[1] Dans les conditions d'expériences dans lesquelles M. Olszewski s'est placé, cette hypothèse sera pleinement justifiée. En effet, T_0 dans ces expériences était de $-211°$ C., c'est-à-dire de 62 degrés de l'échelle absolue. La température critique de l'hydrogène est de $-232°$ C. environ. Par conséquent, l'hydrogène à $-211°$ C. est comparable à de l'acide carbonique CO^2, qu'on aurait porté à $+187°$ C.

Nous aurons

$$(18) \qquad S = C \log T_0 - c \log R + S_0,$$

C, c et S_0 désignant des constantes; par conséquent

$$(19) \qquad \delta S = -c \frac{\delta R}{R}$$

et les égalités (16) et (17) donnent

$$(20) \qquad \frac{\delta Q}{\delta R} = -\frac{cT \dfrac{dP}{dT}}{RG}.$$

Au point critique

$$(21) \qquad \gamma = +\infty, \qquad \Gamma = -\infty,$$

$\left(\frac{dP}{dT}\right)$ a une valeur finie; par conséquent, la valeur de $\frac{\delta Q}{\delta R}$ au point critique est zéro. Recherchons l'adiabatique qui aboutit au point critique et que nous désignerons sous le nom de *critique*, soit R_c la pression initiale, sur l'isotherme T_0, qui appartient à l'adiabatique critique. De l'adiabatique critique, passons aux adiabatiques pour lesquelles la pression initiale R_1 est supérieure à R_c; ces adiabatiques pénétreront à l'intérieur de la *région de coexistence* sous des pressions Q_1, en sorte que

$$(22) \qquad \frac{\delta Q_1}{\delta R_1} = -\frac{cT_1 \left(\dfrac{dP}{dT}\right)_1}{R_1 \gamma};$$

par conséquent, lorsque les R_1 augmentent, les Q_1 diminuent. Ainsi, c'est du côté du liquide que se fera l'entrée dans la *région de coexistence* et la pression Q_1 sera celle sous laquelle apparaîtront les premières gouttelettes de *vapeur;* au-dessus, la masse tout entière demeurant homogène, il sera impossible de constater que son état est, en réalité, celui d'un *liquide*.

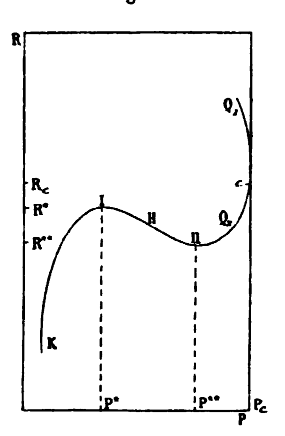
De l'adiabatique critique, passons maintenant aux adiabatiques pour lesquelles la pression initiale R_2 est inférieure à R_c. Nous pénétrerons à l'intérieur de la région de coexistence sous des pressions Q_2 et nous aurons

$$(23) \qquad \frac{\delta Q_2}{\delta R_2} = -\frac{cT_2 \left(\dfrac{dP}{dT}\right)_2}{R_2 \Gamma};$$

en sorte que les Q_2 diminuent lorsque les R_2 diminuent; ceci a lieu jusqu'à ce que la température T^{**} soit atteinte. L'intersection, avec la courbe de saturation, se fait ici du côté de la vapeur.

La valeur de $\frac{\delta Q_2}{\delta R_2}$ est infinie à T^{**}, négative entre T^{**} et T^{*}, infinie à T^{*} et positive au-dessous de T^{*}. Nous désignerons par H les valeurs des Q_2 entre les points d'inversion T^{**} et T^{*} et par K celles que prennent les Q_2 au-dessous du premier point T^{*} (*voir* la *fig.* 1).

Fig. 1.



Plaçons-nous maintenant dans les conditions des expériences que M. Olszewski a réalisées. Considérons des variations égales de la pression initiale (en sorte que $\delta R_1 = \delta R_2$), et proposons-nous d'étudier les variations que subiront : à gauche du point critique les pressions Q_1 et à sa droite les pressions Q_2. Comparons, en particulier, les variations δQ_1 et δQ_2, qui correspondent à la même température $T_1 = T_2$. On a alors

$$(24) \qquad \frac{\delta Q_1}{\delta Q_2} = \frac{R_2 \Gamma}{R_1 \gamma}.$$

Au point critique $\frac{\Gamma}{\gamma}$ a pour valeur -1; ainsi, le rapport $\frac{\delta Q_1}{\delta Q_2}$ y est pareillement égal à -1. A des températures plus basses, la quantité γ est grande et positive, la quantité Γ est négative et tend rapidement vers zéro; R_2 diminue, R_1 augmente. Il en résulte

que $\frac{\delta Q_1}{\delta Q_2}$ tend rapidement vers zéro et devient égal à zéro au second point d'inversion T^{**}; au voisinage de cette température, les variations δQ_2 sont infiniment plus rapides que les variations δQ_1. Ce résultat théorique fournit l'explication des phénomènes que M. Olszewski a observés en faisant subir la détente à l'hydrogène porté à -211° C. La pression de 80^{atm} était évidemment celle que nous avons désignée par R_c; la pression de 20^{atm} était la pression critique P_c ou Q_c; on conçoit maintenant que le phénomène d'ébullition brusque se produisait toujours à la pression de 20^{atm} lorsque la pression initiale était supérieure à 80^{atm}, tandis que, pour des pressions initiales moindres, il avait lieu à 18^{atm}, à 16^{atm}, etc. Admettons, pour avoir un exemple numérique, que les adiabatiques pour lesquelles $R_1 = 90^{atm}$ et $R_2 = 70^{atm}$ soient précisément celles qui coupent la courbe de saturation à une même température $T_1 = T_2$; et que le rapport $\frac{\Gamma}{\gamma}$, à cette température, ait par exemple $-0,05$ pour valeur; δQ_2 étant égale à 2^{atm}, nous aurons $\delta Q_1 = -0^{atm},078$; de par la nature de l'expérience et la construction du manomètre, cette quantité est *de beaucoup* inférieure à ce que l'observation pouvait faire constater, ainsi que M. Olszewski a eu l'obligeance de nous le dire.

Poursuivons maintenant notre discussion générale. D'après ce qui a été rappelé au § 1, il est évident qu'à la seconde température d'inversion T^{**} l'adiabatique est tangente à la courbe de saturation (*fig.* 1, II) et ne pénètre nulle part à l'intérieur de la région de coexistence dont cette courbe constitue la limite. A partir de cette adiabatique particulière, toutes celles qui correspondent à des pressions initiales *inférieures* seront situées dans la région de la vapeur surchauffée; dans le cas où l'une d'elles viendrait à pénétrer à l'intérieur de la région de coexistence, cela n'arrivera, à coup sûr, qu'à une température inférieure à la première température d'inversion T^* et sous une pression K inférieure à la pression P^*. Toutes les adiabatiques qui correspondent, au contraire, à des pressions initiales *supérieures* à celle qui convient à l'adiabatique tangente au point II (*fig.* 1) et qui ont coupé la courbe de saturation sous des pressions Q en entrant dans la région de coexistence la couperont nécessairement une seconde fois sous des pressions H en sortant de ladite région. La détente qui s'ef-

fectue suivant ces adiabatiques aura par conséquent pour effet de faire apparaître un brouillard sous une pression Q et de le faire de nouveau disparaître sous une pression H. Les pressions Q_2 augmenteront avec les pressions initiales R; pour les pressions H c'est le contraire qui a lieu. La limite inférieure de ces pressions H est P^*, la pression de la vapeur saturée au premier point d'inversion; la limite supérieure est P^{**} (*fig.* 1). Ces considérations expliquent, nous semble-t-il, le mécanisme de ce que M. Olszewski a décrit sous le nom *d'ébullition brusque*. Dans notre opinion, c'est plutôt à l'action même de la détente qu'à une absorption supposée de chaleur qu'il convient de rapporter la disparition des gouttelettes liquides; la détente, en effet, se prolongeant, aura vite diminué la pression au-dessous de Q et atteint la pression H. Aussi est-il vraisemblable que les pressions de 18^{atm}, de 16^{atm}, que donne M. Olszewski, ne sont que des valeurs intermédiaires comprises entre les Q_2 et les valeurs de H correspondantes; et ce serait là une raison de plus pour que ces pressions observées diminuent rapidement au-dessous du point critique.

Il appartiendrait à l'expérience de vérifier les diverses conclusions auxquelles la discussion précédente nous a amenés.

3. La dernière question que nous nous proposons de considérer est celle de savoir quelle pourrait être, pour l'hydrogène, la situation des températures d'inversion. Il serait inutile de chercher à les calculer avec quelque certitude. Aussi nous permettrons-nous de hasarder la supposition que *les températures d'inversion des différents corps se correspondent,* du moins en première approximation; c'est-à-dire que les températures d'inversion *spécifiques* τ^* et τ^{**} (rapports des températures absolues T^* et T^{**} et des températures critiques) sont les mêmes. Voici quelques données numériques, dont la plupart cependant semblent mériter peu de confiance :

Eau................	$\tau^* > 0,74$ (d'après les calculs de Clausius).
Sulfure de carbone...	$\tau^* > 0,79$ (M. Duhem).
Acétone...........	$\tau^* = 0,92$ (M. Cazin).
Éther.............	$\tau^* < 0,59$ (Clausius).
Benzine...........	$\tau^* = 0,66$ (M. Duhem).
	$\tau^* = 0,67$ (M. Cazin).
	$\tau^* = 0,70$ (M. Dupré).
Chloroforme........	$\tau^* = 0,74$ (M. Cazin; M. Dupré).
	$\tau^* = 0,65$ (M. Duhem).
Chlorure de carbone.	$\tau^* = 0,72$ (M. Cazin; M. Dupré).
	$\tau^* = 0,71$ (M. Duhem).

Admettons pour le moment 0,75 comme valeur de τ^* pour l'hydrogène; nous aurons dans ce cas — 242° C. comme premier point d'inversion T^*; cette température serait donc peu différente du point d'ébullition de l'hydrogène (sous la pression atmosphérique), qui, d'après nos prévisions, est situé à — 244° C. Le second point d'inversion se trouverait entre —242° C. et la température critique, qui serait de —232° C., d'après les calculs que nous avons publiés précédemment.

SUR LA DÉPOLARISATION DE LA LUMIÈRE DANS LE VOISINAGE DES AXES OPTIQUES DES CRISTAUX BIAXES;

Par M. E. CARVALLO.

J'ai rencontré ce phénomène dans des recherches sur l'*absorption de la lumière par les cristaux,* que je poursuivais en 1893 (¹).

C'est une cause perturbatrice qui n'a pas été aperçue par MM. Laspeyres (²), Ramsay (³) et H. Becquerel (⁴). M. Cami-

---

(¹) Ces recherches ont été faites sur les rayons calorifiques. J'attendais pour les publier de pouvoir les compléter par des expériences sur le spectre visible; car à ce moment le spectrophotomètre du laboratoire de M. Bouty avait été prêté à l'École Normale supérieure. J'ignorais qu'il servait justement à M. Camichel pour la thèse qu'il vient de publier sur le même sujet, ce qui rendait mon attente inutile.

(²) *Zeitschrift f. Cristall.*, t. IV; 1880.

(³) Ramsay, *ibid.*, t. XIII; 1887.

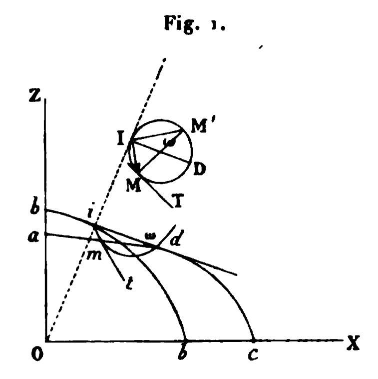
(⁴) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6ᵉ série, t. XIV; 1888. *Comptes rendus,* t. CVIII, p. 894, 1889.

chel (¹) l'a remarquée; mais, d'une part, il ne décrit pas le phénomène, et d'autre part il pose, sans démonstration, une assertion qui, prise dans la lettre du texte, n'est pas tout à fait exacte; aussi me semble-t-il à propos d'exposer ici cette question.

Le fait est celui-ci :

Faisons traverser une lame cristalline par un faisceau lumineux dans la direction de l'axe optique. Si le faisceau incident est polarisé, le faisceau sort dépolarisé, quel que soit l'azimut de polarisation du rayon incident.

Fig. 1.



Pour analyser ce phénomène, je considère la section de la surface de l'onde par le plan des axes optiques xOz. Cette section se compose d'un cercle *bib* et d'une ellipse *adc*. Je mène la tangente commune *id* à ces deux courbes : Oi est l'axe optique. Le plan tangent singulier à la surface de l'onde est le plan perpendiculaire à l'extrémité de Oi. Il touche la surface de l'onde suivant un cercle ω décrit sur *id* comme diamètre. Ce cercle est représenté sur la figure par sa perspective *imd* et par son rabattement IMD sur le plan xOz.

Il est impossible de faire que le faisceau incident soit rigoureusement parallèle et fournisse une onde plane rigoureusement parallèle au plan tangent singulier *imd*. On a, dans la pratique, une infinité d'ondes planes voisines du plan *imd*.

Considérons, en particulier, les plans tangents parallèles à une tangente quelconque *mt* du cercle ω. Ces plans enveloppent un

(¹) *Thèse*, p. 49; février 1895.

élément de cylindre circonscrit à la surface de l'onde, et la courbe de contact est un élément de ligne qui passe par m, et dont la direction est conjuguée de la direction mt sur la surface de l'onde. Les points de contact sont voisins de m, les rayons de contact, voisins de Om. D'autre part, la normale au plan d'onde demeurant voisine de Oi, les projections des rayons Om sur les plans d'onde considérés sont voisines de im. On sait que ces projections sont les directions correspondantes des vibrations de Fresnel. On sait aussi que, pour une même onde plane, les deux vibrations sont rectangulaires.

Donc le faisceau des plans d'onde voisins du plan tangent singulier imd et passant par la tangente (mt, MT) du cercle de contact (imd, IMD) donne lieu aux deux vibrations rectangulaires IM et IM′. La vibration incidente se décomposera en deux vibrations dont les amplitudes sont les projections de l'amplitude incidente sur IM et IM′.

Le même raisonnement s'applique à toutes les tangentes telles que mt. Le faisceau émergent contiendra donc de la lumière polarisée dans tous les azimuts, et comme les phases ne sont pas égales, à cause des différences dans les épaisseurs de cristal traversées par les normales aux ondes planes voisines, il en résulte que la lumière sort dépolarisée.

M. Camichel dit (p. 49) que, pour un plan qui n'est pas perpendiculaire à xOz, les deux vibrations sont inclinées à 45° sur sa trace. Cela revient à n'envisager que des plans passant par id.

Le phénomène de dépolarisation, ici analysé, fausse les expériences faites dans le voisinage des axes optiques. Il s'oppose d'une façon absolue à la constatation directe du pouvoir rotatoire dans les cristaux biaxes, qui a été quelquefois cherchée.

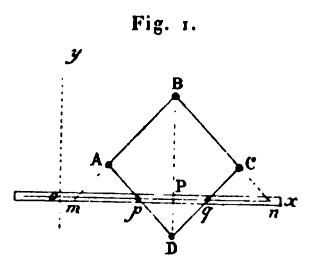
SUR QUELQUES NOUVEAUX MÉCANISMES A LOSANGE ARTICULÉ;

PAR M. N. DELAUNAY.

Les propriétés du mouvement d'un losange articulé, dont deux points se meuvent sur des courbes données, ne sont pas encore complètement étudiées. Voici quelques exemples intéressants de ce mouvement.

1. *Projecteur.* — Je donne ce nom au mécanisme représenté par la *fig.* 1. Il se compose d'un losange ABCD et d'une règle,

Fig. 1.



dans laquelle il y a une rainure Ox. Les points p et q, situés sur les tiges AD et DC, à égales distances du sommet D, sont assujettis à parcourir la rainure Ox. Il y a un théorème bien connu : *quatre points m, p, q et n d'un losange articulé qui, dans une position particulière de l'instrument, sont en ligne droite, sont constamment en ligne droite.* On voit bien que les triangles mBa et pDq sont semblables. Donc les hauteurs PB et PD de ces triangles doivent vérifier l'équation

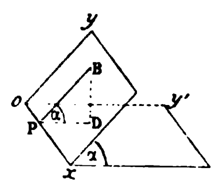
$$\frac{\text{PB}}{\text{PD}} = \frac{\text{B}m}{p\text{D}} = \text{const.}$$

Prenons maintenant la droite Ox pour l'axe des abscisses et soit une perpendiculaire quelconque Oy, l'axe des coordonnées. On voit aisément que les abscisses des points B et D sont égales et la relation $\frac{\text{PB}}{\text{PD}}$ entre les ordonnées de ces points reste constante. Or, la même corrélation existe entre les coordonnées d'un point B (*fig.* 2) et celles de sa projection orthogonale. Donc, si, dans

l'appareil représenté par la *fig.* 1, le point B décrit une courbe quelconque, le point D décrit la projection orthogonale, rabattue sur le plan de la trajectoire du point B. L'instrument peut servir ainsi à raccourcir ou allonger les dessins dans une direction donnée. L'angle α de projection (*fig.* 2) est donné par la formule

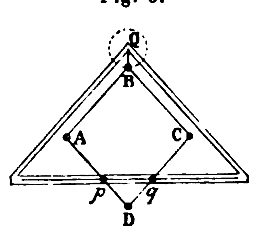
$$\cos\alpha = \frac{\text{PD}}{\text{PB}} = \frac{p\text{D}}{m\text{B}}.$$

Fig. 2.



2. *Ellipsographe.* — Si le point B d'un *projecteur* décrit une circonférence, le point D décrit la projection orthogonale de cette circonférence, qui est une ellipse. Donc (*fig.* 3), en attachant

Fig. 3.

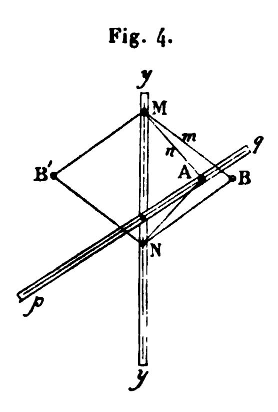


au point B une tige QB, qui tourne autour d'un centre fixe Q, on obtient un ellipsographe. En variant la distance QB, on obtient une série d'ellipses semblables. En variant la position des points p et q sur les tiges AD et CD, on fait varier l'excentricité des ellipses.

3. *Hyperbolographe.* — Je donne ce nom au mécanisme représenté par la *fig.* 4. Il se compose d'un losange articulé MNBB', de deux règles dans lesquelles sont faites deux rainures yy et pq et de deux tiges AM et AN d'égale longueur, mais plus courtes que les tiges du losange. Toutes les tiges du mécanisme

sont articulées entre elles aux points B, M, B′, N et A. Le point A est assujetti à parcourir la rainure pq. Prenons le point O de l'intersection des rainures yy et pq pour origine de coordonnées rectangulaires, dont les axes sont yy et Ox. Soient (x', y') les coordonnées du point A et (x, y) les coordonnées du point B. Soit $BM = BN = B'M = B'N = m$; $AM = AN = n$.

Fig. 4.



Il n'est pas difficile de voir que

(1) $$y = y',$$

$$x_1^2 = n^2 = \overline{bM}^2 = n^2 - (m^2 - x^2),$$

ou

(2) $$x'^2 = x^2 - (m^2 - n^2).$$

Soit k la tangente de l'angle d'inclinaison de la droite pq sur l'axe Ox. L'équation de la droite pq est

$$y' = kx',$$

ce qui nous donne

$$y'^2 = k^2 x'^2.$$

Et, à cause des équations (1) et (2), on a

$$y^2 = k^2 x^2 - k^2(m^2 - n^2)$$

ou

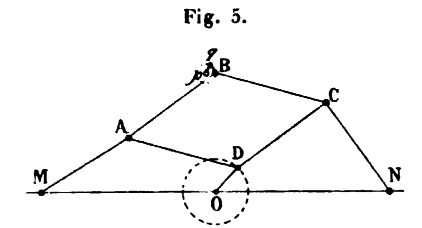
$$\frac{x^2}{m^2 - n^2} - \frac{y^2}{k^2(m^2 - n^2)} = 1,$$

ce qui est l'équation d'une hyperbole.

Ainsi, lorsque le point A parcourt la rainure pq, le point B décrit une branche de l'hyperbole; et, à cause de la symétrie, le point B' décrit l'autre branche. La droite pq est l'asymptote de cette hyperbole.

4. *Duplicateur* (*fig.* 5). — Un losange articulé ABCD est

Fig. 5.



articulé aux tiges MA et NC, qui oscillent autour des centres fixes M et N. Au milieu de la distance MN on prend un troisième centre fixe O, autour duquel tourne une tige OD. Si l'on a

$$AM = CN = AB = BC = CD = DA,$$

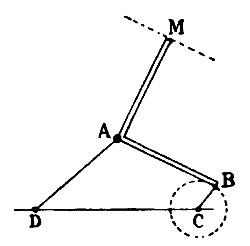
on peut toujours choisir les distances OD *et* OM = ON *d'une manière telle que, pour chaque tour de la tige* OD, *le point* B *décrive une courbe qui diffère très peu d'une circonférence en la parcourant deux fois.* Si l'on prend un centre fixe p au centre de la circonférence, de laquelle la trajectoire du point B ne diffère que très peu, et qu'on articule la tige pq avec le sommet B du losange à l'aide d'une petite tige qB, on arrive à la construction d'un mécanisme dans lequel le mouvement rotatoire de la tige OD se transforme en un mouvement de la tige pq. Il n'y a pas de points morts dans ce mécanisme et, *pour chaque tour de la tige* OD, *la tige pq en fait deux.* La relation des vitesses angulaires de ces deux tiges reste presque constante.

5. *Mécanisme à six membres mobiles pour la transformation d'une rotation en quatre mouvements rectilignes approximatifs.* — Tchebytchef a démontré qu'on peut transformer une rotation continue (et non seulement une oscillation) en un mouvement rectiligne alternatif approximatif avec un mécanisme qui ne contient que trois membres mobiles.

Ce mécanisme (*fig.* 6) est composé d'une tige CB, qui tourne autour d'un centre fixe C, d'une tige DA qui oscille autour du centre fixe D et d'une tige coudée BAM. Le point M décrit une courbe qui diffère très peu d'une droite, lorsqu'on a

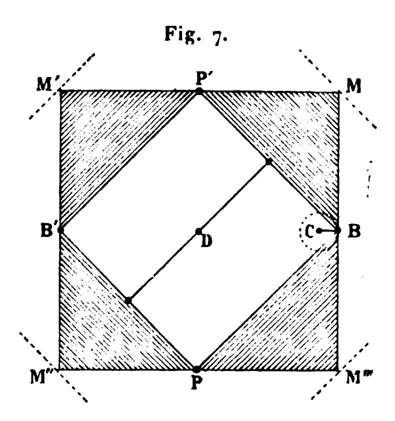
$$AB = AD = AM = 100,$$
$$DC = 140,$$
$$CB = 19,$$
$$MAB = 89°40'.$$

Fig. 6.



On peut même faire MAB = 90°. Les mécanismes de Watt, d'Evans ne transforment en mouvement rectiligne que des oscillations et pour la transformation d'une rotation continuelle à l'aide de ces mécanismes, il faut avoir encore une bielle et une manivelle. Le transformateur de Tchebytchef ne contient que

Fig. 7.



trois membres mobiles. En quadruplant, pour ainsi dire, le transformateur de Tchebytchef, je suis parvenu à la construction du mécanisme représenté par la *fig.* 7. C'est un losange articulé

BPB′P′. Chaque membre de ce losange a la forme d'un triangle rectangle. Les milieux des côtés BP′ et B′P sont articulés avec la tige AA′ qui oscille autour du centre fixe D.

La tige CB tourne autour du centre fixe C. On voit que la partie DABCM n'est autre chose que le transformateur de Tchebytchef. Dans le mécanisme de la *fig.* 7, les points B et B′ parcourent des circonférences. Les points M, M′, M″ et M‴ décrivent des courbes planes peu différentes de droites; et les points P et P′ parcourent des courbes du sixième degré très peu différentes des circonférences. Ce mécanisme n'a que six membres mobiles et deux centres fixes D et C.

En augmentant l'approximation de ce mécanisme, on diminue la marche des points M, M′, M″ et M‴. En posant (*fig.* 6)

$$AD = AB = AM = 1,$$
$$CB = r,$$
$$DC = p,$$

on a les formules de Tchebytchef :

$$r = \frac{2 \sin\psi . \sin 2\psi \sqrt{2 \cos 2\psi}}{\sin 3\psi}.$$
$$p = \frac{\sin 2\psi}{\sin 3\psi}.$$

L'angle ψ (la variable indépendante) doit avoir une valeur très rapprochée de 45°, mais moindre que 45°. Plus on approche ψ à la valeur 45°, plus on augmente l'approximation du tracé; mais, lorsque ψ devient égal à 45°, la valeur de r devient nulle.

NOTE SUR QUELQUES AMALGAMES LIQUIDES SATURÉS;

PAR M. GOUY.

Les amalgames liquides étant employés dans certaines recherches électriques, j'ai eu l'occasion de mesurer la teneur de plusieurs d'entre eux. Ces amalgames étaient préparés, soit par électrolyse, soit en dissolvant le métal à chaud, puis, à la température ambiante, débarrassés de l'excès d'amalgame solide non dissous,

par décantation et filtration à travers une peau de chamois, enfin analysés par des méthodes appropriées.

Voici, par ordre de solubilité, la richesse, c'est-à-dire le rapport du poids dissous au poids total :

Fer	0
Cuivre	0,00001
Argent	0,0003
Or	0,0013
Étain	0,006
Bismuth	0,012
Plomb	0,013
Zinc	0,018
Cadmium	0,040
Alliage Darcet	0,38

Ce Tableau montre que le fer est entièrement insoluble; l'amalgame liquide à 1 ou 2 pour 100, dont Joule et d'autres auteurs ont fait mention, est formé de parcelles d'amalgame solide en suspension dans le mercure, et ne se distingue pas d'un liquide à la simple vue, en raison de l'opacité du métal. Par des filtrations répétées à travers une peau de chamois, on obtient du mercure absolument pur.

Le cuivre est extrêmement peu soluble, ce qui concorde bien avec la longue conservation des appareils en cuivre rouge, mis au contact du mercure. L'argent est encore très peu soluble, les autres métaux un peu plus. Enfin l'alliage Darcet est fort soluble. Ces solubilités sont relatives aux températures de 15° à 18°, et augmentent rapidement avec la température.

MESURE DE LA VITESSE DU SON

(EXPÉRIENCE DE COURS);

PAR MM. AIGNAN ET CHABOT.

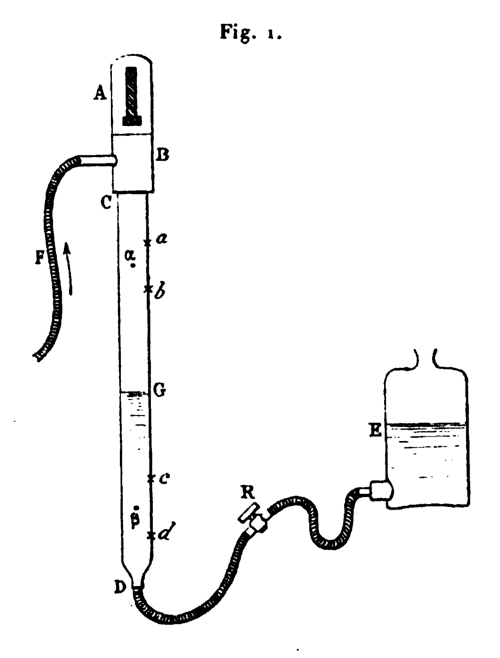
La formule

$$V = n\lambda,$$

dans laquelle V désigne la vitesse de propagation d'un son musical de longueur d'onde λ exécutant n vibrations par seconde, a

été le point de départ de diverses méthodes pour effectuer la mesure de la vitesse du son. L'expérience que nous allons décrire n'est qu'une modification d'un dispositif indiqué dès 1885 par M. Neyreneuf [1]. Elle permet de déterminer λ pour une vibration de hauteur donnée, se propageant à l'intérieur d'un tuyau cylindrique. Elle présente l'avantage de pouvoir être répétée dans les cours avec une extrême facilité. Une anche A d'harmonium, montée

Fig. 1.



sur une garniture en bois, est rattachée, par un raccord à trois branches B, à un tube en verre CD. L'extrémité D du tube est reliée par un tuyau en caoutchouc, muni d'un robinet R, à un flacon tubulé E contenant de l'eau. L'air de la soufflerie est amené au raccord B par un tube en caoutchouc F. En élevant ou abaissant le flacon, on peut établir le niveau de l'eau, formant le fond du tuyau, en un point quelconque de CD, et l'on rend ce niveau invariable durant l'expérience en fermant le robinet R.

Le tuyau résonne avec le plus de facilité et le plus d'éclat quand

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. IV, p. 550.

l'anche se trouve à une distance du fond du tuyau voisine de $(2k+1)\frac{\lambda}{2}$; au contraire, si la distance de l'anche au fond du tuyau est voisine de $n\frac{\lambda}{2}$, l'anche ne peut rendre aucun son. Le son, par exemple, éclate au moindre souffle d'air quand le niveau de l'eau se trouve entre $a - b$ ou $c - d$; s'il est en dehors de ces intervalles, on n'obtient pas de son.

Il est permis, sans faire une bien grande erreur, de prendre le milieu α de $a - b$ et β de $c - d$ comme représentant les positions du niveau donnant *la résonance maximum*. Si α et β sont deux points consécutifs de résonance maximum, la distance $\alpha - \beta$ n'est autre chose que $\frac{\lambda}{2}$ pour le son de l'anche A.

L'expérience faite à $+17°$, avec une anche ut_3 accordée sur le la_3 de 435 vibrations, a fourni pour $\alpha - \beta = \frac{\lambda}{2}$ la longueur $657^{mm},5$; d'où, avec $n = 261$,

$$V = 343^{m},215.$$

L'air étant supposé saturé d'humidité dans le tuyau, on a, en ramenant à 0° dans l'air sec

$$V_0 = 331^{m},9.$$

A titre d'essai, nous avons opéré sur les sons ut_1, ut_2, ut_3, ut_4, ut_5. L'expérience a montré que la vitesse *décroît, à mesure que le son devient plus aigu,* dans des tubes de même diamètre.

Remarque. — Quand se produit *le maximum de résonance,* l'anche est *sur un ventre* de vibration de la colonne d'air emprisonnée dans le tuyau. Si la longueur du tuyau est telle que l'anche soit *sur un nœud* de la colonne d'air supposée vibrant à l'unisson de l'anche, *il est impossible de faire rendre un son* à l'appareil.

Ces expériences peuvent être montées à très peu de frais. Si l'on n'a pas de soufflerie, on peut injecter de l'air dans l'appareil avec un soufflet ordinaire.

Untersuchung der Thermometer aus verschiedenen Glassorten (Recherches sur des thermomètres faits avec des verres de diverses sortes); *Rapport de l'Institut physico-technique* (*Zeitschrift für Instrumentenkunde,* t. XIV, p. 305; 1894).

La comparaison d'un certain nombre de thermomètres en verre 59111 avec un thermomètre à azote a donné, pour la réduction des thermomètres à mercure, en fonction de leur échelle, les formules suivantes :

Entre 0° et 100°..... $t_m - T_{Az} = t_m(100 - t_m)(21,51 - 0,2638\,t)10^{-6}$,

» 100° et 300°..... $t_m - T_{Az} = t_m(100 - t_m)(49,82 - 0,4259\,t)10^{-6}$

Les valeurs que l'on en déduit sont consignées dans le Tableau ci-après. Les écarts sont un peu supérieurs à ceux qu'indique M. Mahlke (*voir* p. 281 de ce volume).

t_m.	$t_m - T_{Az}$.	t_m.	$t_m - T_{Az}$.	t_m.	$t_m - T_{Az}$.
10°....	+ 0°,017	110°....	— 0°,004	210°....	+ 0°,892
20....	+ 0,026	120....	+ 0,001	220....	+ 1,132
30....	+ 0,030	130....	+ 0,018	230....	+ 1,409
40....	+ 0,028	140....	+ 0,049	240....	+ 1,727
50....	+ 0,020	150....	+ 0,098	230....	+ 2,087
60....	+ 0,012	160....	+ 0,166	260....	+ 2,492
70....	+ 0,007	170....	+ 0,257	270....	+ 2,945
80....	0,000	180....	+ 0,374	280....	+ 3,449
90....	— 0,002	190....	+ 0,515	290....	+ 4,005
100....	0,000	200....	+ 0,687	300....	+ 4,617

CH.-ED. GUILLAUME.

A. WINKELMANN et O. SCHOTT. — Ueber die Elasticität, etc. (Sur l'élasticité, la résistance à la rupture par la pression ou par la traction de divers verres nouveaux, en relation avec leur composition chimique); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 697; 1894.

Les auteurs ont évalué le coefficient d'élasticité, la résistance à la rupture par traction ou par pression pour dix-huit sortes de verres.

Les coefficients d'élasticité sont compris entre 4700^{kg} et 7600^{kg} par millimètre carré; la résistance à la rupture par traction entre

$3^{kg},5$ et $8^{kg},5$, par pression entre 60^{kg} et 120^{kg} par millimètre carré. L'incertitude des déterminations est de 0,4 pour 100 pour le coefficient d'élasticité, de 10 pour 100 pour la résistance à la rupture.

Au même degré d'approximation on peut représenter ces divers coefficients comme des fonctions linéaires du poids des divers éléments qui entrent dans la constitution des verres étudiés.

E. Bouty.

A. WINKELMANN et O. SCHOTT. — Ueber thermische Widertandscoefficienten, etc. (Sur la résistance thermique de divers verres en relation avec leur composition chimique); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 730; 1894.

On sait qu'un échantillon de verre brusquement refroidi se brise. Cette rupture, due aux tensions intérieures produites par des différences de température, se fera d'autant plus difficilement :

1° Que le verre aura un plus grand coefficient P de résistance à la rupture par traction;

2° Qu'il aura un moindre coefficient d'élasticité E;

3° Un moindre coefficient de dilatation α;

4° Un plus grand coefficient de conductibilité interne χ;

5° Une moindre chaleur spécifique rapportée à l'unité de volume c_v.

Les auteurs nomment coefficient de résistance thermique F la quantité définie par la formule

$$F = \frac{P}{E\alpha}\sqrt{\frac{\chi}{c_v}}. \tag{1}$$

Ils calculent les valeurs de F pour les diverses sortes de verre qu'ils ont étudiées dans le Mémoire précédent et trouvent que la plus grande est environ quatre fois supérieure à la plus faible.

Ils essayent ensuite de comparer expérimentalement les résistances thermiques en plongeant dans l'eau froide des cubes de verre chauffés, et déterminant la plus haute température à laquelle ces cubes ont pu être ainsi portés sans se briser au moment de leur immersion. Par ces mesures les diverses sortes de verre se

rangent (à une exception près) dans l'ordre approximatif des valeurs de F calculées par la formule (1).

Il convient de remarquer qu'un cube de verre qui ne peut supporter, sans se rompre, un refroidissement subit de plus de 58°, par exemple, résistera à un échauffement subit de près de 460°. Cela tient à ce que le refroidissement produit une tension, l'échauffement une compression de la couche extérieure seule exposée à la rupture et que la rupture s'obtient beaucoup plus facilement par traction que par compression, ainsi que cela résulte des mesures ci-dessus relatées. E. Bouty.

A. HERZ. — Zur Kenntniss des Potentialgradienten, etc. (Détermination du gradient de potentiel dans la partie positive de la décharge lumineuse); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 244.

E. WARBURG. — Ueber Wärmeleitung und Temperatur, etc. (Sur la conductibilité calorifique et la température des gaz illuminés dans les tubes de Geissler); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 265; 1895.

I. Deux fils fins de platine sont soudés dans un tube de Geissler normalement à son axe, et dans la région positive remplie d'une lumière continue. Pour mesurer la différence de potentiel entre ces deux fils, on les joint aux deux couples de plateaux d'un électromètre à quadrants, et l'on met l'aiguille successivement en communication avec chacun des deux couples; la moyenne des déviations ainsi obtenues est proportionnelle au carré de la différence de potentiel à déterminer. La constante de l'électromètre est supposée connue.

Les recherches ont porté sur l'azote et l'hydrogène. La chute de potentiel v, par centimètre de longueur (ou gradient), évaluée dans la partie positive, non stratifiée, de la décharge lumineuse et pour une intensité i du courant, décroît à mesure que l'intensité i croît, d'après la formule

$$v = v_0 - b(i - i_0).$$

La constante b décroît quand on fait croître le diamètre du tube,

mais elle est presque indépendante de la pression, et elle a sensiblement la même valeur pour l'hydrogène et pour l'azote.

Le gradient de potentiel décroît quand la largeur du tube augmente et croît avec la pression, mais plus lentement que celle-ci. Il est plus grand dans l'azote que dans l'hydrogène, à peu près dans le rapport 1 à 4.

2. Pour évaluer la température du gaz lumineux dans la région positive où la lumière est continue, M. Warburg se fonde sur les résultats numériques des expériences de M. Hertz dont nous venons de rendre compte. Il admet de plus : 1° que la totalité de la dépense d'énergie correspondant à la chute de potentiel est consommée sur place; 2° que la face externe du verre est maintenue à la température ambiante. Supposant alors connues les conductibilités calorifiques du verre et du gaz lumineux, il calcule la température du gaz sur l'axe du tube et sa température moyenne.

Les nombres ainsi trouvés pour la température de l'azote dans la partie la plus chaude, c'est-à-dire suivant l'axe du tube, ont été compris entre 21° et 132°. Le gaz est donc *luminescent* et non incandescent : c'est le fait que M. Warburg s'attache surtout à mettre en évidence.

E. Bouty.

W. KAUFMANN. — Ueber die Bewegungen geschlagener Saiten (Sur les mouvements des cordes frappées); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 675; 1895.

Les recherches expérimentales de M. Kaufmann ont été exécutées par la méthode photographique de MM. Raps et Krigar-Menzel [1].

La théorie des vibrations des cordes frappées a été donnée par Helmholtz [2] dans les deux cas d'un marteau d'acier effilé et d'un marteau de feutre. Helmholtz admet : 1° que les forces élastiques

---

(1) Raps et Krigard-Menzel, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 623; 1891. *Journal de Physique,* 3ᵉ série, t. I, p. 305.

(2) Helmholtz, *Théorie physiologique de la Musique,* Notes.

résultant de la compression du marteau suffisent à rejeter le marteau en arrière; 2° que la durée de contact du marteau d'acier et de la corde est négligeable par rapport à la durée d'une vibration, de telle sorte que l'on peut admettre qu'au temps o la corde entière est en repos, à l'exception d'un élément qui possède une vitesse déterminée dans la direction où il a été poussé par le marteau; 3° que, dans le cas d'un marteau de feutre, le mouvement de la corde est petit par rapport à la compression du marteau; que la pression exercée par le marteau sur la corde est de la forme $A \sin 2\pi \frac{t}{T}$; enfin, que le mouvement propagé le long de la corde a bien pu se réfléchir sur les extrémités fixes, mais non atteindre de nouveau le point d'attaque pendant la durée du contact du marteau et de la corde.

Les premières expériences de M. Kaufmann ont montré que la durée Θ de contact d'un marteau et d'une corde peut se mesurer sans difficulté sur les photographies. Cette durée, dans le cas d'un marteau d'acier, loin d'être négligeable et indépendante de la tension de la corde, comme le veut Helmholtz, varie proportionnellement à la durée de vibration; elle possède la même valeur pour un marteau d'acier et un marteau de feutre de même masse. Cette durée peut être supérieure à celle d'une vibration.

M. Kaufmann a repris la théorie des cordes frappées pour essayer de la mettre en accord avec les faits. Il n'y réussit que d'une manière imparfaite. Dans le cas le plus favorable, celui d'une corde frappée en son milieu, les rapports $\frac{T}{\theta}$ observés, plus petits que l'unité, sont de 4 à 6 pour 100 inférieurs aux rapports calculés; de même, l'ordonnée de la corde au point frappé est inférieure à l'ordonnée calculée, l'erreur pouvant atteindre jusqu'à 20 pour 100. Mais la forme générale des courbes est conforme aux prévisions de la nouvelle théorie.

On consultera avec fruit les cinquante-cinq photographies qui accompagnent le Mémoire original. E. Bouty.

E. RIECKE. — Ueber das Gleichgewicht, etc. (Sur l'équilibre entre un corps solide déformé d'une manière homogène et le même corps à l'état liquide; en particulier, abaissement du point de fusion par la traction). *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 731; 1895.

Si un prisme de glace tendu par un poids est en équilibre au sein d'une masse d'eau soumise à la pression normale, le point de fusion de la glace tendue s'abaisse d'une quantité que l'on peut calculer. Il suffit d'écrire que la variation du potentiel thermodynamique correspondant à l'équilibre est nulle.

Soient

L la chaleur latente de fusion,
u le volume spécifique de la glace,
K son coefficient d'élasticité,
X la tension par unité de surface à laquelle le prisme de glace se trouve soumis; la variation du point de fusion θ est donnée par la formule

$$\theta = -\frac{1}{2}\frac{uT}{KLE}X^2$$

ou, en remplaçant les lettres par leurs valeurs,

$$\theta = -0^\circ{,}036 X^2.$$

M. Riecke suppose la tension X exprimée en kilogrammes par millimètre carré.

Il est à remarquer que l'effet produit ne change pas de signe si la traction se change en compression longitudinale et que ce signe est invariable pour tous les corps. La compression ou la traction longitudinale produit toujours un abaissement du point de fusion. E. Bouty.

E. WARBURG. — Notiz über die Wirkung der Glimmentladung auf Bleioxyd (Note sur l'action de la décharge par aigrettes sur l'oxyde de plomb); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 727; 1895.

Dans un tube de Geissler contenant de l'oxygène, sous une pression de 2^{mm} à 5^{mm}, l'oxyde jaune de plomb brunit; il noircit

dans un tube de Geissler contenant de l'hydrogène sous une pression de 3^{mm} à 10^{mm}. L'oxydation et la réduction ainsi constatées ne paraissent pas provenir d'une modification des propriétés des gaz produite par la décharge, mais plutôt de l'action directe des rayons cathodiques sur l'oxyde de plomb. E. Bouty.

W.-F. KNOX. — Ueber das Leitungsvermögen wässerigen Lösungen der Kohlensäure (Sur la conductibilité de dissolutions aqueuses d'acide carbonique); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 44; 1895.

Pour de faibles concentrations m, mais dans des limites où la conductibilité de l'eau employée n'est pas le dixième de celle de la dissolution, la conductibilité k d'une dissolution d'acide carbonique est très sensiblement proportionnelle à la racine carrée de la concentration. Cette loi s'applique dans les expériences de l'auteur, à partir de 0,01 équivalent en grammes d'acide carbonique par litre, jusqu'à 0,2 équivalent environ à la température de 12°,5. La valeur moyenne de la constante $\frac{k}{\sqrt{m}}$ à 12°,5 est de $1,24\ 10^{-8}$ et à 18° de $1,448\ 10^{-8}$, en unités de M. Kohlrausch.

La conductibilité de la dissolution d'acide carbonique saturée sous la pression moyenne de l'acide carbonique atmosphérique, calculée d'après les expériences précédentes, est de $0,56\ 10^{-10}$. MM. Kohlrausch et Heydweiller (¹) ont trouvé expérimentalement $0,6\ 10^{-10}$. E. Bouty.

(¹) Kohlrausch et Heydweiller, *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 209; 1894.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

Tome LIV.

W.-N. HARTLEY. — Spectres des flammes à hautes températures, p. 5.

L'auteur a étudié, par la méthode photographique, les spectres d'un certain nombre de métaux aux températures élevées, produites par un mélange détonant d'oxygène et d'hydrogène.

Les substances examinées étaient supportées dans la flamme par de petites lames de cyanite, minéral parfaitement infusible. On voyait toujours, dans les spectres, les raies du sodium, celles de la vapeur d'eau et la raie rouge du lithium, cette dernière provenant du lithium contenu dans la cyanite.

La plupart des spectres des métaux et de leurs combinaisons s'arrêtent vers les groupes les plus intenses des raies de la vapeur d'eau. Le soufre, le sélénium et le tellure donnent des spectres typiques de métalloïdes. Le soufre donne un spectre continu avec une série de petites bandes cannelées; le sélénium donne des bandes étroites plus rapprochées les unes des autres; pour le tellure, les bandes sont encore plus rapprochées. Vers l'extrémité la plus réfrangible de ces spectres, on rencontre quatre raies du spectre de l'étincelle. Plus le poids atomique est grand, plus est petit l'intervalle qui existe entre les bandes.

Le renversement a lieu dans les spectres de raies.

Le carbone et l'oxyde de carbone donnent principalement des spectres continus; l'oxyde de carbone donne également quelques raies du carbone.

Les hydrocarbures donnent le spectre de bandes bien connu du carbone, avec quelques bandes attribuées au cyanogène.

Parmi les métaux, le nickel, le chrome et le cobalt donnent des spectres de raies très purs. L'antimoine, le bismuth, l'argent, l'étain, le plomb et l'or donnent de beaux spectres de bandes accompagnées de quelques raies.

Le fer et le cuivre donnent des raies et des bandes moins nettes; le manganèse, une belle série de bandes et un groupe de trois raies rapprochées l'une de l'autre. L'aluminium donne un spectre con-

tinu avec trois raies d'origine inconnue; le zinc, un spectre continu sans raies, et le cadmium un spectre qui se réduit à une seule raie ($\lambda = 3260,2$).

Parmi les composés, le trioxyde de chrome donne un spectre continu avec six raies métalliques; l'oxyde de cuivre, un spectre de bandes avec deux raies métalliques; le sulfate de magnésium, le spectre de MgO et une raie métallique.

Les sulfates de calcium, de baryum, de strontium donnent des spectres d'oxydes et de métaux; P^2O^5 donne un spectre continu avec une raie particulière que l'on rencontre également avec l'arsenic.

Les chlorures alcalins donnent des raies métalliques avec un fond continu, qui manque seulement pour le chlorure de lithium.

Ces recherches ont également montré la volatilité de tous les métaux examinés, à l'exception du platine, et particulièrement l'extrême volatilité du manganèse et la volatilité sensible de l'iridium.

A.-W. PORTER. — Sur le courant dans des circuits électriques d'inductance et de capacité mesurables, et sur la dissipation de l'énergie dans ces circuits, p. 7.

Le courant d'une batterie circule dans une bobine de self-inductance connue ($0,42^{\text{Henry}}$) et dans un condensateur de 5 microfarads placé en dérivation. Un pendule interrupteur ouvre d'abord le circuit de la batterie et, après un temps exactement connu, le circuit formé par la bobine et le condensateur. La charge retenue par le condensateur est mesurée par un galvanomètre balistique. On répète la mesure pour un grand nombre d'intervalles différents entre les deux ruptures. On peut alors construire une courbe donnant, en ordonnées, les charges et, en abscisses, les temps en millièmes de seconde; puis en tirer une comparaison entre les résultats de l'expérience et la solution théorique résultant de l'intégration des équations différentielles qui représentent la marche du courant dans le cas considéré.

Lorsque l'on mettait en série avec le condensateur une résistance, sans self-inductance, de 10000 ohms (la résistance de la bobine était de 28 ohms), on obtenait un courant de décharge lentement

décroissant. Avec 3100 ohms on atteignait une limite à partir de laquelle le signe de la charge du condensateur se renversait une fois. A partir de 552 ohms, la décharge devenait oscillante.

Si aucune résistance n'était intercalée, on avait une décharge oscillante nettement caractérisée avec un plus grand nombre d'ondes successives; mais les courbes de décharges trouvées par la théorie ne concordaient pas bien avec les courbes expérimentales. La durée d'une ondulation était bien la même, mais l'amortissement était plus rapide dans la courbe trouvée expérimentalement. La concordance était presque rigoureuse lorsque la bobine de self-inductance avait une résistance de $59^{\text{ohms}},43$ au lieu de 28 ohms. L'auteur attribue ce fait à ce que la dissipation de l'énergie a lieu non seulement dans la partie métallique du circuit, mais encore dans le diélectrique du condensateur.

L'amortissement était encore beaucoup plus rapide lorsqu'on introduisait un noyau de fer doux dans la bobine. Cet amortissement n'est dû qu'en partie aux courants de Foucault dans le noyau de fer, comme on le montre en refaisant l'expérience avec un noyau de cuivre.

L'auteur se propose de continuer ces recherches.

F.-T. TROUTON. — Sur le mouvement, sous l'influence de la pesanteur, des bulles liquides à travers des colonnes verticales de liquides de densités différentes, p. 12.

On prend des tubes de verre fermés à une extrémité, on les remplit à peu près complètement de liquide, on place au-dessus une certaine quantité d'un fluide quelconque ou bien on laisse une bulle d'air, on bouche le tube et on le retourne. On étudie alors la vitesse de la bulle ascendante, en notant son passage devant des repères tracés sur le tube.

La vitesse V de la bulle ascendante dépend :

1° De la différence des densités;
2° Des viscosités μ et μ' des liquides;
3° De la tension superficielle S entre les liquides;
4° Du diamètre D du tube.

Des considérations d'homogénéité conduisent à représenter la

vitesse V par la formule

$$V^{-1} = (a\mu + b\mu')\left(\frac{A_1}{\delta g D^2} + \frac{A_2 S}{\delta^2 g^2 D^4} + \frac{A_3 S^2}{\delta^3 g^3 D^6} + \ldots\right),$$

dans laquelle l'une des viscosités μ peut souvent être négligée devant l'autre et dans laquelle également trois termes sont généralement suffisants.

Exemple :

Bulle d'air dans la glycérine.

$$\left(\delta = 1,25, \quad S = 63 \text{ dynes}, \right.$$
$$\left. A_1 = 1,308\frac{g}{\mu}, \quad A_2 = 0,02322\frac{g^2}{\mu}, \quad A_3 = 0009108\frac{g^3}{\mu}\right).$$

D..........	0,61	0,67	0,78	0,90	1,03	1,28	1,46	1,68
V^{-1} observé..	40,5	15,2	7,43	3,09	1,73	0,78	0,52	0,33
V^{-1} calculé..	32,3	18,9	7,77	2,67	1,72	0,72	0,49	0,34

Pour quelques diamètres de tubes, l'accord entre les nombres calculés et observés n'est pas bon; cela est probablement dû à des variations de températures.

Connaissant les coefficients A, il est possible de calculer la vitesse d'une bulle d'une substance quelconque à travers un tube de glycérine quand on connaît seulement, pour cette substance, les quantités δ et S.

Exemple :

Bulle de chloroforme dans la glycérine.

$$(\delta = 0,253, \quad S = 12,1).$$

D...........	0,67	0,78	0,90	1,03	1,28	1,68
V^{-1} observé..	81,2	33,7	14,5	8,2	3,4	1,9
V^{-1} calculé...	82,6	33,5	15,0	7,9	3,3	1,6

L'accord est excellent.

Enfin, l'auteur a étudié les bulles de créosote, de mercure et d'huile de citron. Pour deux diamètres différents de tubes, il a trouvé les nombres suivants :

			D = 0,665		D = 1,03	
	δ.	S.	V^{-1} obs.	V^{-1} calc.	V^{-1} obs.	V^{-1} calc.
Mercure........	+12,34	370	0,54	0,50	0,13	0,10
Air............	— 1,25	63	15,2	18,9	1,73	1,72
Huile de citron.	— 0,377	6,8	12,0	12,7	»	»
Chloroforme...	— 0,253	12,1	81,2	82,6	8,17	7,86
Créosote.......	— 0,199	2,05	17,1	14,2	5,44	5,55

On voit que le rapport des vitesses pour des tubes larges et étroits diffère beaucoup d'une substance à l'autre. Plus S est grand, plus la différence est grande.

La créosote donne un résultat intéressant : avec des tubes larges, la bulle se meut relativement avec lenteur. En effet, quand le diamètre est grand, le premier terme de la série est le plus important et la densité est le facteur prédominant; quand le diamètre est petit, le troisième terme devient plus important, et si la tension superficielle est faible, comme c'est ici le cas, la vitesse est relativement grande.

Pour une même bulle dans des liquides différents, on obtient des résultats curieux. Si l'on commence avec de l'eau et qu'on y ajoute de la glycérine, de manière que la viscosité du milieu augmente, la vitesse augmente d'abord, elle ne commence à décroître que lorsque la viscosité a atteint une valeur assez élevée et elle décroît alors en raison inverse de la viscosité.

Ces résultats sont à rapprocher des considérations du professeur O. Reynold sur la *vitesse critique*.

Les phénomènes précédents peuvent servir à comparer les tensions superficielles. Il suffit de connaître la densité et la viscosité des liquides. La densité seule suffit d'ailleurs, lorsqu'on emploie le même milieu. On a trouvé de cette manière $6^d,5$ pour la tension superficielle entre l'eau et la glycérine.

Il importe de faire remarquer que, dans les expériences de M. Trouton, la bulle ne doit pas adhérer au tube. En second lieu, on suppose toujours que la bulle dépasse une certaine grosseur. Pour de très petites bulles, la vitesse est une fonction périodique du volume, qui dépend des différentes formes, facilement observables, prises par les bulles dans leur mouvement ascendant. Pour des bulles suffisamment grosses, la vitesse est indépendante du volume.

J.-A. EWING et Miss H.-G. KLAASSEN. — Propriétés magnétiques du fer, p. 75.

Les expériences ont porté sur divers échantillons de tôle et de fil de fer. L'objet principal du Mémoire était de déterminer la quantité d'énergie perdue par l'hystérésis magnétique, quand le fer examiné était soumis à des cycles d'aimantation limités à des valeurs données de l'induction magnétique. Les auteurs ont trouvé qu'une grande perméabilité n'implique pas nécessairement une faible perte par hystérésis.

Les auteurs ont aussi mesuré directement la chaleur développée par les changements du sens de l'aimantation de manière à voir si l'énergie, dépensée par ces renversements, reste la même, quand le circuit secondaire du transformateur, formé avec le fer à étudier, est ouvert ou quand il est fermé. Ils n'ont trouvé aucune différence pour l'énergie dépensée dans le noyau primaire, dans les deux cas.

Dans un troisième groupe d'expériences, on a employé, pour étudier certains défauts des courbes d'aimantation, un instrument inventé par les auteurs et traçant des courbes donnant l'aimantation d'échantillons divers de fer et d'acier en fonction du courant aimantant.

Dans une dernière partie, on a étudié la théorie moléculaire du magnétisme, en opérant sur des groupes de petits aimants mobiles autour de pivots. Ces groupes d'aimants, soumis à un champ magnétique variable, se comportent comme un morceau de fer ou d'acier sous l'influence d'une force magnétique variable.

J.-B. HENDERSON. — Polarisation d'électrodes de platine dans l'acide sulfurique, p. 77.

Deux électrodes de platine sont immergées dans l'acide sulfurique et réunies au circuit d'une pile. L'une de ces électrodes était également en communication avec la terre et l'autre pouvait être mise en communication, au moyen d'une clef, avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre. Cette même paire de quadrants était reliée, par une autre clef, à un contact glissant

sur pont, que traversait le courant d'une pile spéciale. L'autre paire de quadrants et une extrémité du pont étaient à la terre.

On faisait mouvoir le contact glissant jusqu'à ce que la déviation permanente qu'il donnait à l'électromètre ne fût pas modifiée, lorsqu'on brisait le courant primaire qui traversait les électrodes et qu'on reliait ces électrodes polarisées à l'électromètre. Le potentiel des quadrants était alors celui de la polarisation.

La valeur moyenne de la force électromotrice de polarisation déterminée de cette manière était de $2^{\text{volts}},09$, le courant primaire variant de 0,2 à 1 ampère, la durée de son passage étant de vingt-cinq minutes à dix-huit heures et la concentration de la solution variant de 5 à 30 pour 100. Les valeurs extrêmes furent $2^{\text{volts}},05$ et $2^{\text{volts}},14$.

E.-H. BARTON. — Phénomènes d'interférences électriques analogues aux anneaux de Newton et engendrés par des ondes circulant dans des fils hétérogènes, p. 85.

L'auteur part des recherches de von Geitler ([1]), d'après lesquelles les ondes électriques sont en partie réfléchies dans les conducteurs secondaires aux endroits où se présentent certaines irrégularités.

Des ondes électriques, circulant dans un fil secondaire de 160^{m} de long, rencontrent en chemin une portion d'un fil d'une autre nature. Elles sont réfléchies en partie à l'endroit de la séparation; une autre partie continue son chemin, rencontre le deuxième point de séparation, s'y réfléchit en partie, etc. On obtient ainsi une série de réflexions successives analogues à celles qui produisent les couleurs des lames minces. Mais le phénomène se complique ici du fait de l'amortissement des ondes du primaire.

L'auteur, en partant d'hypothèses simples, donne la théorie mathématique du phénomène et montre que les expériences qu'il a faites confirment assez bien la théorie.

([1]) *Wiedemann's Annalen*, t. XLIX, p. 184; 1893. *Voir* p. 277 de ce Volume.

J.-H. GRAY et J.-B. HENDERSON. — Effets des actions mécaniques sur la résistance électrique des métaux, p. 383.

L'auteur a étudié l'action de la traction, de la torsion du passage à la filière, du martelage et de l'échauffement sur la densité de différents fils de cuivre, de cuivre au manganèse et de plomb. Il a également étudié, par la méthode du pont double de Thomson légèrement modifiée, les résistances électriques des fils soumis aux actions précédentes, ainsi que l'influence de petites quantités d'impuretés (fer, nickel, oxygène) sur les fils de cuivre.

La quantité d'impuretés variant de 0,10 à 1,24 pour 100, la conductibilité varie de 102 à 42.

Ces nombres n'ont évidemment de valeur que pour les échantillons soumis à l'expérience.

J.-N. LOCKYER. — Spectre photographique du fer électrolytique, p. 359.

Une série de photographies furent prises dans la partie du spectre comprise entre les raies K et C de Fraunhofer.

Le fer employé était du fer électrolytique dans un grand état de pureté; le spectre était obtenu en employant des barreaux de ce fer pur pour produire l'arc électrique.

Les résultats ont été comparés à ceux obtenus antérieurement par Thalèn, Kayser et Runge et Mc Lean.

La concordance était généralement satisfaisante. Cependant les spectres, obtenus par les observateurs précédents, renferment certaines raies qu'on n'observe pas dans les spectres obtenus par M. Lockyer. Elles sont probablement dues à des impuretés contenues dans le métal employé; néanmoins, dans certains cas, elles peuvent être dues soit à des différences dans la température, soit à une exposition insuffisante des plaques photographiques.

Les impuretés qui donnent le plus grand nombre de raies étrangères au spectre du fer électrolytique sont le calcium et le manganèse.

J. HOPKINSON, E. WILSON et F. LYDALL. — Électrolyse par courants alternatifs, p. 407.

Ce Mémoire renferme les résultats d'un certain nombre d'expériences, dont le but est de déterminer :

1° La dissipation d'énergie due à l'*hystérésis électrolytique;*
2° La quantité d'ion nécessaire pour polariser un centimètre carré d'électrode.

Un courant alternatif passait à travers une résistance sans induction et à travers un électrolyte et l'on mesurait les différences de potentiel aux extrémités de ces deux résistances pour différentes phases du courant. Les auteurs ont tracé les courbes reliant le courant aux différences de potentiel pour différentes fréquences ainsi que les courbes montrant la dissipation de l'énergie pour un cycle complet.

On a trouvé qu'un dixième de Coulomb à peu près suffit à polariser 150^{cmq} de platine. Cette quantité d'électricité met en liberté $0^{gr},00001$ d'hydrogène. On en déduit que $7^{gr}.10^{-8}$ d'hydrogène suffisent à polariser 1^{cmq} de platine. 7.10^{-8} est probablement une grandeur du même ordre que la distance entre les molécules de l'hydrogène, quand il est comprimé de manière à prendre une densité comparable à la densité des liquides.

R. Paillot.

E. KAISER. — Das Zusammenfliessen zweier Flüssigkeitsmassen (La réunion de deux masses liquides); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 667; 1894.

On sait par les recherches de Lord Rayleigh (1) et de M. Boys (2) que la réunion de deux jets d'un même liquide ou de deux bulles de savon est favorisée soit par la présence d'impuretés, soit par une différence de potentiel établie entre les deux jets ou entre les deux bulles.

Pour expliquer l'action d'une différence de potentiel on peut

(1) *Proceed. of the Royal Soc.*, t. XXVIII, p. 406; XXIX, p. 71 et XXXIV, p. 130; 1879-1882.
(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXV, p. 409; 1888.

invoquer ou bien l'attraction électrostatique qu'elle provoque, ou l'effet d'une étincelle que l'on suppose jaillir entre les deux masses liquides.

M. Kaiser étudie d'abord l'effet d'une pression exercée mécaniquement entre une lamelle plane d'eau de savon et une bulle du même liquide. La réunion, d'autant plus rapide que la pression est plus forte, n'est cependant jamais instantanée : l'examen des anneaux de Newton produits entre les deux surfaces en regard montre que l'épaisseur de la couche d'air qui les sépare diminue progressivement jusqu'à s'annuler en quelque point.

Si l'on établit entre les deux surfaces une différence de potentiel de 1 à 3 daniells, la réunion ne se produit pas *immédiatement,* mais au bout d'un temps d'autant plus court que la différence de potentiel est plus forte : cette différence de potentiel agit donc, non en produisant une étincelle, mais en développant une attraction électrostatique qui s'ajoute à la pression mécanique et produit des effets de nature identique.

M. Kaiser rapproche des phénomènes qu'il a étudiés la production de gouttes d'un liquide pur roulant sur la surface d'un liquide identique [1]. E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XXXIX; juin 1895.

A. Schuster. — *Sur la valeur de l'échelle des thermomètres de feu le Dr Joule*, p. 477.

L. Natanson. — *Sur l'énergie cinétique du mouvement calorifique et la fonction de dissipation correspondante,* p. 501.

Sp. Pickering. — *Chaleur de combinaison des substances à l'état liquide et à l'état solide,* p. 510.

F. Richarz. — *Sur la théorie électrochimique de Helmholtz, et quelques conclusions qui s'en déduisent*, p. 529.

S.-P. Thomson. — *Note sur une expérience oubliée d'Ampère*, p. 534.

---

[1] *Voir* à ce sujet les travaux de M. Gossart, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. III, p. 471.

JUILLET 1895.

TABLE DES MATIÈRES.

JUILLET 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : GAUTHIER-VILLARS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE

TOME IV. — AOUT 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

LES ORIGINES DE LA MESURE DE $\frac{C}{c}$. HISTOIRE DE L'EXPÉRIENCE DITE « DE CLÉMENT ET DESORMES » ;

PAR M. G. MANEUVRIER.

I. *Formule de Newton.* — La notion du rapport γ des deux chaleurs spécifiques de l'air est entrée dans la Science à l'occasion de la correction de la formule de Newton sur la vitesse du son. C'est *par* la vitesse du son, et aussi *pour* la vitesse du son, que les premières valeurs de γ furent déterminées.

Newton avait appliqué les équations du mouvement des fluides élastiques à l'étude de la propagation *d'une pulsion,* c'est-à-dire d'un ébranlement qui serait communiqué sur une petite étendue à une ligne indéfinie de molécules aériennes. Et il était arrivé à démontrer la proposition suivante ([1]), qui détermine la vitesse « horizontale » du son :

Les vitesses des pulsions qui se propagent dans un milieu élastique sont en raison composée de la raison sous-doublée de la force élastique directement et de la raison sous-doublée de la densité inversement, en supposant la force élastique du fluide proportionnelle à sa condensation.

Cette proposition doit se formuler, non pas sous la forme générale

$$V = \sqrt{\frac{E}{\rho}},$$

qu'on désigne communément sous le nom de *formule de Newton,* mais sous la forme particulière

$$V = \sqrt{\frac{p}{\rho}}$$

(V vitesse de propagation ; p force élastique et ρ densité absolue

---

([1]) *Principia mathematica Philosophiæ naturalis Isaaci Newtonis, equitis aurati,* revue par Clairault sur la dernière édition de 1726. Traduction française de Mme la marquise du Châtelet (an 1759), t. I, proposition XLVIII, théor. XXXVIII.

du milieu). En effet, elle suppose expressément la proportionnalité de la force élastique du fluide « à sa condensation », d'après la loi de Boyle et de Mariotte, et, par suite, l'invariabilité de la température du milieu propagateur : c'est donc le cas de l'*élasticité isotherme* E_t, laquelle est égale à p.

Newton appliqua lui-même sa formule : en désignant par A la hauteur d'une colonne du fluide de densité ρ qui ferait équilibre à la force élastique p, on aurait

$$p = A\rho g, \qquad \text{d'où} \qquad V = \sqrt{Ag}.$$

Si l'on compare cette nouvelle forme de la formule avec la formule générale de la vitesse des corps qui tombent en chute libre

$$V = \sqrt{2gh},$$

on sera conduit à ce nouvel énoncé de Newton :

La vitesse des pulsions est celle que les graves acquièrent en tombant d'un mouvement également accéléré et en parcourant dans leur chute la moitié de la hauteur A.

En substituant les données expérimentales connues de son temps,

$$A = 356700 \text{ pouces ou } 29725 \text{ pieds anglais}, \qquad g = 4\pi^2 . 39\tfrac{1}{5},$$

il trouva

$$V = 979 \text{ pieds anglais par seconde.}$$

Or on savait que le son parcourt environ 1142 pieds par seconde. Cette divergence frappa le grand géomètre, mais ne l'embarrassa point. Il en rapporta la cause aux particules étrangères que l'air tient en suspension, et qui, d'après lui, devaient opposer un retard à la propagation des pulsions; et il attribua à sa vitesse calculée un surcroît de 109 pieds, du fait des particules solides, et un surcroît de 52 pieds du fait « des molécules de vapeurs cachées dans l'air ». Si l'on fait la somme (979 + 109 + 52), on arrive au nombre 1140 au lieu de 1142. Cette concordance de la théorie avec l'expérience satisfit Newton complètement.

II. *Objections de Lagrange et d'Euler. — Hypothèse de Laplace.* — Les membres de l'Académie des Sciences de Paris

ayant fait en 1738 une série d'expériences, sur une distance d'environ 29000^m, et à une température de $6°$C. (terme moyen), en avaient conclu pour la vitesse du son, dans ces conditions,

$$V = 337^m,18 \text{ (par seconde).}$$

D'autre part, si l'on introduisait dans la formule de Newton les données expérimentales fournies par les physiciens français, à savoir :

$$g = 9,7979; \quad \text{hauteur barométrique normale} = 0^m,76;$$
$$\text{rapport de la densité du mercure à celle de l'air} = 10475,68,$$

on trouvait

$$279^m,396 \text{ (par seconde) à } 0°$$

et, en multipliant ce nombre par

$$\sqrt{1 + 6 \times 0,00375},$$

pour faire la correction de température,

$$V_n = 282^m,42 \text{ (par seconde) à } 6°.$$

L'écart

$$V - V_n = 54^m,76$$

représente environ $\frac{1}{6}$ de la valeur observée ([1]). On ne pouvait pas l'expliquer par des erreurs de mesure, qui étaient notablement inférieures à cet ordre de grandeur, et l'on ne voulait plus admettre les conjectures de Newton sur l'influence des molécules étrangères. Il fallait donc considérer la formule de Newton comme étant inexacte ou incomplète.

Lagrange fit remarquer le premier ([2]) qu'on pourrait supprimer cet écart en *supposant* que, dans la compression de l'air, son élasticité augmentât *plus rapidement* que sa densité; mais lui-même ne s'arrêta pas à cette idée juste. « Cette supposition, dit-il, n'est pas admissible, puisque Mariotte et tous ceux qui ont répété ses expériences ont trouvé que la densité de l'air *croît dans le*

([1]) Ce calcul est fait dans le Mémoire de Poisson : *Sur la vitesse du son* (1807).

([2]) Lagrange, *Mémoires de Turin*, t. II.

même rapport que les poids qui le compriment, tant que la température reste invariable. »

Ce fut Laplace qui, le premier (1), attribua l'écart à sa véritable cause : c'est que la formule de Newton ne tient pas compte du surcroît d'élasticité dû au dégagement instantané de chaleur qui a lieu, par compression de l'air, sur le passage des ondes sonores.

III. *Premier Mémoire de Poisson sur la vitesse du son. — Première détermination de* γ. — Biot (2) en 1802 et Poisson en 1807 firent voir, en effet, qu'en tenant compte de cette cause, la vitesse calculée devait se rapprocher beaucoup de la vitesse observée. Toutefois Biot paraît n'avoir pas tout à fait compris ou admis l'hypothèse de Laplace, puisqu'il cherche à déduire de la seule connaissance du coefficient de dilatation des gaz l'élévation de température qui résulterait dans l'air d'une compression déterminée. Mais Poisson, au contraire, établit une théorie du son, dans le cas le plus général, en introduisant l'hypothèse de Laplace dans les équations du mouvement de propagation des ondes.

La discussion des équations du mouvement conduisit Poisson à cette conclusion que la vitesse a_0 du son à 0° était donnée par

$$a_0 = \sqrt{\frac{gH}{D}(1+k)}$$

(k étant le terme qui représente le surcroît d'élasticité corrélatif du dégagement de chaleur et de l'élévation de température θ dûs à la compression des ondes), et, à la température t°, par

$$a = \sqrt{\frac{gH}{D}(1+t\times 0{,}00375)}\sqrt{1+k'}.$$

(Il appelle d'abord k' ce que devient le terme k lorsque la température s'élève à t°; puis il néglige cette différence $k'-k$).

A l'époque où Poisson écrivit son premier Mémoire, les physiciens n'avaient encore fait aucune expérience qui pût servir à dé-

(1) Poisson, *Mémoire sur la théorie du son*, 1807, et *Mémoire sur la vitesse du son*, 1823.

(2) *Journal de Physique*, t. LV, p. 173.

terminer k ou θ; il renversa donc la question et, de la comparaison de sa formule avec la vitesse observée en 1738, il déduisit ces deux quantités.

1° *Accroissement d'élasticité* k. — Si l'on substitue à a 337,18 (mètres par seconde), et au premier facteur du deuxième membre le nombre 282,42, qui correspond à la vitesse calculée sans correction, on a

$$k' \quad \text{ou} \quad k = 0,4254 \quad \text{et} \quad 1 + k = 1,4254.$$

Remarque. — Plus tard, dans son Mémoire de 1823, Poisson démontra que son terme correctif $\sqrt{(1+k)}$ ou $\sqrt{(1+k')}$ est identique au terme correctif de Laplace $\sqrt{\gamma}$. On peut donc lui attribuer justement la première valeur de γ qui ait été déterminée; et elle fut déduite de la formule de la vitesse du son.

2° *Élévation de température* θ. — Le procédé de calcul con siste à exprimer, en fonction de θ, la nouvelle force élastique acquise par l'air pendant le mouvement de propagation.

Poisson fait, en outre, l'hypothèse que, *vu la petitesse* de la compression qui se propage sur tout le parcours de l'onde sonore, on peut considérer l'élévation de température θ qui en résulte comme lui étant proportionnelle; et il pose alors $\theta = mu$, m étant une constante.

Il parvient alors, par identification, à la formule

$$k = \frac{\alpha m}{1 + \alpha t} = \frac{\alpha \theta}{(1 + \alpha t) u}.$$

En substituant aux lettres les données numériques

$$a = 0,00375, \quad t = 6° \quad \text{et} \quad k = 0,4264,$$

on a

$$m = 115,9, \quad \text{soit} \quad 116, \quad \text{d'où} \quad \theta = 116u.$$

Pour $\theta = 1°$, on aurait $u = \frac{1}{116}$. Inversement, si la compression a été de $\frac{1}{116}$, la température a dû s'élever de 1°. Et, en général, si une couche d'air éprouve une compression très petite, u, entre deux autres couches d'air, sa température devra s'élever de

$$\theta = 116u.$$

IV. *Premier essai de correction de Laplace, d'après l'expérience de Delaroche et Bérard.* — Laplace, en 1816, développe lui-même son hypothèse dans un Mémoire lu à l'Académie des Sciences (¹). Il insiste sur ce fait que, non seulement le passage des ondes sonores dans l'air est accompagné d'un dégagement de chaleur, mais que la chaleur dégagée n'a pas le temps de se dissiper et reste tout entière dans la tranche aérienne, de manière à augmenter son ressort ou son élasticité (¹). En faisant entrer cette « deuxième cause de répulsion » dans le calcul, il arrive à un théorème qu'il énonce sans le démontrer et qu'il exprime par la formule

$$V = V_n\sqrt{\frac{C}{c}},$$

V étant la vitesse observée dans l'air, et V_n la vitesse qu'on peut déduire de la formule de Newton.

Il cherche ensuite dans les travaux des physiciens de son temps des données expérimentales d'où il puisse déduire une valeur plus ou moins approchée du rapport γ. Il les trouve, ou du moins il les prend, non pas, comme on l'a dit souvent, dans les expériences de Clément et Desormes, mais dans le « travail intéressant de MM. Laroche et Bérard sur la chaleur spécifique des gaz ». Ces physiciens, ayant mesuré les quantités de chaleur que dégagent, par un même abaissement de température d'environ 80°, deux volumes égaux d'air atmosphérique, l'un étant à la pression de 1^{atm} et l'autre à la pression de $1^{atm},36$, avaient trouvé que la chaleur dégagée, dans le cas de la plus forte pression, était à la chaleur dégagée dans le cas de la plus faible pression dans le rapport de 1,24 à 1. Laplace interprète cette expérience d'après un théorème qu'il déduit de l'hypothèse de la matérialité du calo-

(¹) *Sur la vitesse du son dans l'air et dans l'eau* (*Annales de Chimie et de Physique*, t. III, p, 239; 1816).

(¹) « La chaleur dégagée par le rapprochement de deux molécules voisines d'une *fibre aérienne vibrante* élève donc leur température et se répand de proche en proche sur l'air et les corps environnants; mais, cette diffusion et cette radiation *se faisant avec une extrême lenteur par rapport à la vitesse de vibration,* on peut supposer sans erreur sensible que, pendant la durée d'une vibration, la quantité de chaleur *reste la même* entre deux molécules voisines. »

rique, qu'il énonce encore sans démonstration (¹) et d'où il déduit

$$\frac{C}{c} = \frac{39}{24} = \frac{3}{2} = 1,5.$$

En substituant cette valeur dans la formule (23), il a

$$V = V_n\sqrt{1,5} = 282,42\sqrt{1,5} = 345^m,35 \text{ (à } 6^o\text{)}.$$

Or, les Académiciens français de 1738 avaient trouvé, comme on sait, $337^m,18$ à 6°. La différence est égale à $8^m,17$ *en plus* et elle lui semble assez petite pour n'infirmer en rien l'exactitude de sa formule de correction, car elle peut être attribuée « à l'incertitude des expériences ».

V. *Théorie de Laplace. — Interprétation de l'expérience de Desormes et Clément.* — C'est dans le Livre XII de sa *Mécanique céleste* (²) que Laplace traita à fond, au double point de vue théorique et expérimental, la question du rapport γ.

Il établit d'abord ses hypothèses sur les forces moléculaires et sur la manière d'être du calorique dans les corps.

Il les complète, au point de vue du mode particulier de compression de l'air qui a lieu dans la propagation des ondes sonores, en admettant que l'accroissement de chaleur qui en résulte doit être, comme on dit aujourd'hui, *adiabatique*.

A l'aide de ces hypothèses et en introduisant dans les calculs les forces d'attraction et de répulsion moléculaires et caloriques, Laplace parvient non seulement à expliquer la loi de Mariotte et la loi de Gay-Lussac, mais à démontrer le théorème qu'il avait énoncé en 1816.

Restait à soumettre sa formule au contrôle de l'expérience.

(¹) « Si l'on suppose, avec plusieurs physiciens, que la chaleur contenue dans une masse d'air soumise à une pression constante et à des températures diverses est proportionnelle à son volume (ce qui doit s'écarter peu de la vérité), le rapport γ est égal au rapport de la différence de deux pressions à la différence des quantités de chaleur que développent deux volumes égaux d'air atmosphérique soumis respectivement à ces pressions, en passant d'*une température donnée à une même température inférieure*, la plus petite de ces quantités de chaleur et la plus petite de ces pressions étant prises pour unités. »

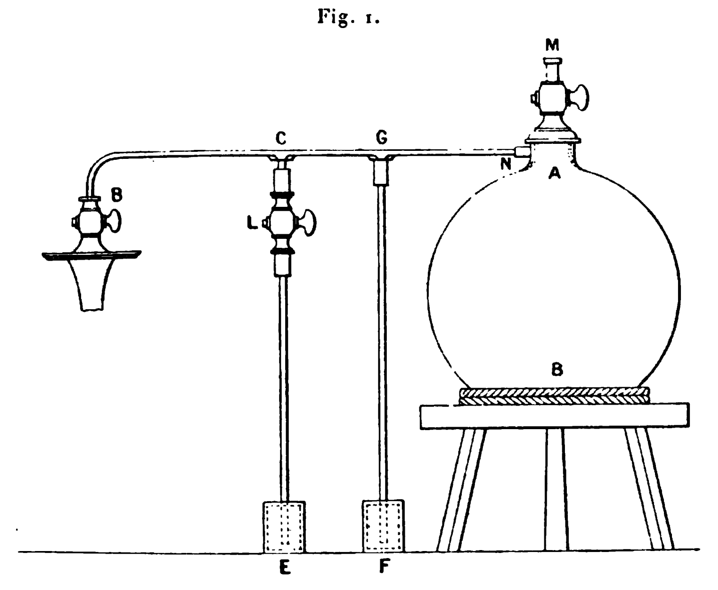
(²) Mis DE LAPLACE, *Mécanique céleste*, Livre XII, Ch. III.

Pour cela, il n'a plus recours aux mesures de Laroche et Bérard, qu'il semble avoir oubliées complètement; il interprète une autre expérience de la même époque, c'est-à-dire de 1812.

Expérience de Desormes et Clément. — Voici cette expérience, — devenue fameuse, depuis Laplace, sous le nom d'*Expérience de Clément et Desormes*, — telle qu'elle est décrite dans le Mémoire même des auteurs (¹), avec sa figure explicative (*fig.* 1), ornée de cette légende naïve : *Entrée de l'air dans le vide.* Les auteurs commencent par décrire leur appareil.

Description de l'appareil. — « AB est un ballon de verre (*fig.* 1) de

Fig. 1.



Entrée de l'air dans le vide.

28^{lit},40, portant une virole en cuivre, muni d'un robinet M ayant une ouverture d'environ 0^{m},014 de diamètre. Sur le côté de la virole en N se

(¹) Ce Mémoire fut publié ultérieurement, en novembre 1819, dans l'ancien *Journal de Physique, de Chimie et d'Histoire naturelle,* sous le titre suivant : *Détermination expérimentale du zéro absolu de chaleur et du calorique spécifique des gaz,* par MM. Desormes et Clément, manufacturiers. Il est en deux Parties, qui se trouvent dans le même Volume LXXXIX, l'une à la page 321 et l'autre à la page 428.

trouve un tube NB communiquant à une machine pneumatique; ce tube communiquait aussi à deux autres tubes GF et CE, dont le premier plongeait dans du mercure et le second dans de l'eau. Celui-ci avait dans sa hauteur un robinet L. Leur longueur était de plus de $0^{m},87$, et ils étaient divisés en parties du mètre. On observait le baromètre et le thermomètre atmosphériques à chaque expérience. »

Les auteurs parlent ensuite des essais préalables qu'ils ont faits pour se familiariser avec la manœuvre et pour établir les conditions les plus favorables à leur expérience, puis ils décrivent en détail l'une de leurs expériences, celle qu'ils considèrent « comme la meilleure d'au moins 60 observations ». La température ambiante était de $12^{\circ},5$ et la hauteur barométrique de $766^{mm},5$.

Opération. — « On opéra, par la machine pneumatique, une dépression de $13^{mm},81$ de mercure (jugée sur le baromètre d'eau). La pression dans le ballon, après un temps suffisant, se trouva être de $752^{mm},69$. Voilà l'état du récipient avant l'expérience. Nous l'appellerons la *première époque de l'observation.*

» Alors on a ouvert le robinet et l'on a entendu l'air rentrer. On a vu le manomètre descendre au niveau : on a fermé le robinet, bien persuadé que la pression intérieure était égale à celle extérieure, autant par l'abaissement du manomètre à son niveau que par la cessation du bruit de rentrée de l'air, et par l'impossibilité physique d'ouvrir et de fermer le robinet à moins de $\frac{1}{2}$ de seconde, temps plus considérable qu'il n'est nécessaire, d'après le calcul, pour opérer l'introduction de l'air.

» On a ensuite reporté son attention sur le manomètre, qu'on a vu se relever avec une vitesse décroissante jusqu'à une hauteur de $3^{mm},611$ de mercure : c'est ce que nous avons appelé la *deuxième époque de l'observation.*

Interprétation de Laplace. — Laplace tira de cette expérience une conséquence totalement différente des conclusions mêmes des auteurs. A l'aide d'un raisonnement un peu compliqué, mais qu'on peut justifier, en le simplifiant à l'aide des formules de la Thermodynamique, il parvint à exprimer γ au moyen des données expérimentales précédentes. En appelant :

P la pression atmosphérique;

P′ la pression dans le ballon, qui correspondait à *la première époque de l'observation;*

P″ la pression dans le ballon, qui correspondait à *la deuxième*

époque de l'observation, il trouva la formule

$$\frac{C}{c} = \frac{P - P'}{P'' - P'}.$$

En y substituant les valeurs numériques de Desormes, il vient

$$\gamma = 1,350.$$

C'est la valeur de γ qu'on appelle improprement *nombre de Clément et Desormes.* Ce nombre, introduit dans la formule de Laplace, donnait $V = 332^m,9$. D'autre part, la vitesse observée en 1738, étant réduite à $12^o,5$ (température de l'expérience de Desormes), devient égale à $340^m,4$. Cela faisait entre les deux nombres un écart de $7^m,5$.

Ce fut à cause de cet écart, encore notable, que Laplace demanda d'une part aux Membres du Bureau des Longitudes d'instituer des expériences pour mesurer à nouveau la vitesse du son; et d'autre part à Gay-Lussac et Welter, de répéter l'expérience de Desormes et Clément, en la dirigeant dans le sens de l'interprétation qu'il venait d'en donner, de manière à déterminer γ aussi exactement que possible.

VI. *Expériences de Gay-Lussac et Welter. — Vérification de la formule de Laplace.* — Les mesures du Bureau des Longitudes furent exécutées le 21 juin 1822. Elles donnèrent pour la vitesse du son dans l'air

$$V = 340,89 \text{ (mètres par seconde)}$$

à la température de $15^o,9$ et sous la pression de 76^{cm}.

Quant aux expériences de Gay-Lussac et Welter, elles étaient en cours d'exécution au moment où Laplace en utilisa les premiers résultats pour la vérification de sa formule ([1]); tout ce qu'on en sait se trouve dans la *Mécanique céleste* ([2]).

L'une des expériences communiquées à Laplace avait donné

$$\frac{C}{c} = \frac{P' - P}{P' - P''} = \frac{16,3644}{11,9235} = 1,372.$$

([1]) *Note sur la vitesse du son* (*Annales de Chimie et de Physique,* 1re série, t. XX; 1822).

([2]) *Mécanique céleste,* Livre XII, Chap. III, p. 140.

Quatre autres expériences de Gay-Lussac et Welter, faites sous la pression 757^{mm}, avaient donné 1,3748 avec une approximation de $\frac{1}{136}$. C'est ce dernier nombre que Laplace adopte pour vérifier sa formule.

La vitesse newtonienne était

$$279^{m},331 \text{ à } 0^{\circ} \quad \text{et} \quad 283^{m},37 \text{ à } 16^{\circ},$$

avec $g = 9,80875$ (Borda) et Δ (rapport de la densité du mercure à celle de l'air) $= 10466,82$ (Biot et Arago).

En multipliant V_{n} par $\sqrt{1,3748}$, on a

$$V = 337,202^{m}.$$

Laplace ajoute à ce nombre une correction de $0^{m},574$, relative à l'état hygrométrique de l'air pendant les expériences du Bureau des Longitudes, parce que, « la vapeur aqueuse, étant plus légère que l'air, le rend moins dense, et doit produire sur la vitesse du son un effet analogue à celui de la chaleur ». Le nombre définitif est $337^{m},776$: il diffère encore de $3^{m},114$ du nombre observé; et cette fois il est légitime que cette différence paraisse à Laplace être « dans la limite des petites erreurs dont cette expérience et les éléments de calcul dont il a fait usage sont susceptibles ».

VII. *Calcul de l'équation adiabatique.* — Ces expériences avaient, en outre, pour Laplace un grand intérêt : elles confirmaient un fait qu'on pouvait déjà prévoir, d'après certaines indications de Desormes et Clément, à savoir la *constance* du rapport γ.

En admettant cette constance, il pouvait intégrer l'équation différentielle où l'avaient conduit ses calculs précédents, à savoir :

$$Cp\frac{dV}{dp} + c\rho\frac{dV}{d\rho} = 0,$$

dans laquelle p et ρ sont la force élastique et la densité, et V une fonction

$$f(u, \rho, p) = V,$$

qui donne la *chaleur absolue* de la molécule du gaz (u désignant

ici la température absolue de l'espace). Cette fonction V doit être une solution de l'équation aux dérivées partielles, et il y a une infinité de fonctions V répondant à la question. En intégrant, on a

$$V = \psi\left(\frac{p^{\frac{1}{\gamma}}}{\rho}\right), \quad \psi \text{ représentant une fonction arbitraire.}$$

De toutes ces fonctions, la plus simple est

$$V = F + H\frac{p^{\frac{1}{\gamma}}}{\rho}, \quad \text{F et H étant des constantes.}$$

Telle est l'*équation de Laplace,* proprement dite.

Il est aisé de la mettre sous la forme classique. En introduisant la condition d'adiabatisme, il vient

$$V = \text{const.},$$

d'où, en définitive,

$$pv^{\gamma} = \text{const.}$$

Il est donc légitime de donner à cette équation le nom du grand géomètre qui l'a formulée le premier ([1]).

VII. *Calculs définitifs de Poisson.* — Poisson, qui est souvent considéré comme le promoteur de l'équation adiabatique, n'a fait qu'en donner une démonstration plus simple, plus rigoureuse même que celle de Laplace, en ce qu'elle élimine toutes ses hypothèses sur la chaleur de la molécule ; et *il ne l'a donnée qu'après Laplace.* En effet, le second Mémoire, dans lequel il expose ses idées définitives sur la question et où il complète et rectifie son Mémoire de 1807, n'a été publié qu'au mois de juin 1823 ([2]).

Il commence par rendre hommage à la priorité de la découverte de Laplace ; puis il rappelle que, en tenant compte du surcroît d'élasticité adiabatique, il avait calculé la vitesse du son a par la formule

$$a = \sqrt{\frac{gH}{D}}\sqrt{\left[1 + \frac{\alpha\theta}{(1+\alpha t)u}\right]},$$

([1]) *Mécanique céleste,* Livre XII (avril 1823).

([2]) Poisson, *Sur la chaleur des gaz et des vapeurs* (*Annales de Chimie et de Physique,* 2e série. t. XXIII, p. 337).

et l'inconnue θ (qu'il avait précédemment calculée en fonction de la correction d'élasticité k), il cherche à son tour à l'exprimer au moyen des données immédiates de l'expérience de Desormes et Clément.

Il arrive à l'équation

$$1+\frac{\alpha\theta}{(1+\alpha t)u}=1+\frac{(P-P'')P'}{(P''-P')P''},$$

ou, si l'on suppose que P″ est très peu différent de P′,

$$1+\frac{\alpha\theta}{(1+\alpha t)u}=\frac{P-P'}{P''-P'}=K.$$

De ce que le terme correctif de Poisson, K, et le terme correctif de Laplace, γ, sont exprimés l'un et l'autre par le même rapport numérique, on pourrait en conclure rigoureusement leur identité. Poisson ne s'est pas contenté de cette démonstration indirecte; il a démontré en outre directement que $K=\gamma$. C'est là le deuxième point de son Mémoire (1).

Puis il poursuit ses calculs en admettant que K soit constant, et il établit alors successivement :

1° La loi de *la variation adiabatique de la température*

$$\theta=266°,7\left[\left(\frac{V}{v}\right)^{K-1}-1\right],$$

où v et V sont les volumes qui correspondent aux valeurs ρ et D de la densité de la masse d'air;

2° La loi de *la variation adiabatique de la densité*

$$p=P\left(\frac{\rho}{D}\right)^{K},$$

ou bien, en fonction des volumes,

$$pv^{k}=PV^{K};$$

et nous retombons sur la forme classique de l'équation adiabatique.

(1) Je ferai remarquer que le terme K est le même que Poisson désignait par $(1+k)$ ou par $(1+k')$ dans son Mémoire de 1807.

IX. *Histoire de l'expérience dite de Clément et Desormes.* — Il s'est presque formé une légende sur ce travail des deux manufacturiers. Leurs noms, leur *méthode de détermination, leur nombre* même se trouvent en tête de tous les Chapitres écrits sur la question. Or, la vérité est qu'*ils ne s'en sont jamais occupés.* Ils n'ont jamais pensé à déterminer γ, ils n'ont jamais fait la moindre mesure dans ce sens, et ils n'ont donné aucune valeur de ce rapport. C'est ce qui résulte, avec évidence, de l'historique exposé ci-dessus. On a vu que c'est Laplace qui a le premier interprété les données expérimentales de Desormes et Clément de manière à en déduire une valeur de γ; et que c'est Gay-Lussac qui a le premier fait servir leur dispositif expérimental à des recherches méthodiques sur la valeur de γ.

Desormes et Clément avaient dirigé leurs recherches vers un but tout différent : il s'agissait pour eux de répondre à la *question des chaleurs spécifiques*, mise au concours par l'Académie des Sciences en 1812, et ils publièrent leur Mémoire en 1819, dans le *Journal de Physique, de Chimie et d'Histoire naturelle*, comme une sorte de protestation contre l'Académie, qui ne leur avait pas décerné le prix. Or, pour se rendre compte de la légitimité de cette manifestation, il suffit de jeter un coup d'œil sur les conclusions du Mémoire, qui sont libellées comme il suit.

« Résumé des principales vérités qu'on a essayé de démontrer dans ce Mémoire :

1° Les changements de température qui résultent de la compression ou de la dilatation de l'air et de sa rentrée dans le vide sont *uniquement dus au calorique de l'espace.* »

On voit par là combien les auteurs étaient loin des idées de Laplace et de la véritable interprétation du phénomène thermique qui caractérise leur expérience.

« 2° Le calorique absolu de l'espace, à la température de 12°,5, peut élever de 114° un volume d'air atmosphérique égal à lui, sous la pression atmosphérique et d'abord à la même température de 12°,5. »

C'était là le résultat direct de leur expérience, d'après leur propre interprétation.

Ils considèrent, en effet, que :

1° L'aspiration de *la première époque* a produit dans l'air du ballon *un vide partiel*, qu'ils évaluent, par un calcul simple (1), à $0^{\text{lit}},52$;

2° Une partie seulement de ce vide, laquelle ils évaluent à $0^{\text{lit}},377$, a été comblée par la rentrée d'air de *la seconde époque* (2);

3° Ils estiment que « l'air entrant dans le vide fait lui-même fonction de thermomètre en s'emparant de la chaleur qu'il y rencontre; l'échauffement qu'il éprouve augmente son ressort; puis il se refroidit et subit une diminution de pression », et ils déduisent ensuite de la loi de Gay-Lussac que l'élévation de température, qui correspond à *ce vide détruit* de $0^{\text{lit}},377$, et à cette chaleur absorbée, est exactement égale à $1°,312$ (3);

4° De là, ils concluent que « si le vide détruit avait été égal au volume entier du ballon, c'est-à-dire à $28^{\text{lit}},40$, c'est-à-dire 75 fois plus grand, le calorique dégagé eût été 75 fois plus grand, c'est-à-dire $1°,312 \times 75 = 99°$ »;

5° Mais, comme ce nombre est encore loin du nombre 116, que les calculs de Poisson rendaient plus probable (4), ils font subir

---

(1) « La pression dans le ballon, après un temps suffisant, se trouvera être de $(766^{\text{mm}},1 - 13^{\text{mm}},81) = 752^{\text{mm}},69$; par conséquent, le volume de l'air resté aurait été, sous la pression atmosphérique, de $27^{\text{lit}},888$ (*d'après la loi de Mariotte*), et le vide fut de $0^{\text{lit}},52$. »

(2) « La pression dans le récipient, après le retour de la température intérieure à celle ambiante, était de $(766^{\text{mm}},5 - 3^{\text{mm}},611) = 762^{\text{mm}},88$; le volume d'air contenu serait alors, sous la pression atmosphérique (*d'après la loi de Mariotte*) de $28^{\text{lit}},26$; par conséquent, l'air rentré aurait sous la même pression un volume de $0^{\text{lit}},377$; par conséquent, le vide détruit était égal à ce nombre $0^{\text{lit}},377$. »

(3) Il suffit de remarquer que le volume final de gaz, $28^{\text{lit}},26$, occupait le volume total du ballon, c'est-à-dire $28^{\text{lit}},40$ à la pression extérieure, au moment où la chaleur du vide absorbée n'était pas encore dissipée. En appliquant la formule classique

$$V_{t+\theta} = V_t(1 + \alpha\theta),$$

il vient

$$\theta = \frac{V_{t+\theta} - V_t}{\alpha V_t} = \frac{28,40 - 28,26}{0,00375 \times 28,26};$$

on trouve

$$\theta = 1°,320.$$

(4) « On lit dans le Mémoire de M. Poisson sur la vitesse du son que $\frac{1}{116}$ de compression dans l'air doit élever sa température de 1°. Pourrait-on dire qu'une

au nombre brut de leurs mesures une ou deux corrections assez bizarres qui finissent par l'amener à 114° (¹).

Mais la troisième conclusion du Mémoire est la plus inattendue :

« 3° Le calorique spécifique de l'espace étant 1000, on peut exprimer celui des gaz, à volume égal, par les nombres suivants :

Air.............	à 758^{mm} de pression...	2587°,5
Air.............	à 85 » ...	1195
Hydrogène......	à 758 » ...	1697,5
Acide carbonique	à 758 » ...	3917

» Et ils évaluent avec la même unité la chaleur spécifique de l'eau 8278000, et celle du mercure 3400000. »

Il n'y a peut-être pas lieu de s'étonner que l'Académie de 1812 n'ait pas considéré la *question des chaleurs spécifiques* comme résolue par le Mémoire de Desormes et Clément. Mais, pour être équitable, il faut ajouter que ce Mémoire n'était pas sans valeur à d'autres points de vue. En effet, outre l'expérience ingénieuse, qui a servi de modèle à presque tous les expérimentateurs qui

---

réduction de volume, qu'une perte d'espace de $\frac{116}{116}$, c'est-à-dire entière, donneront une élévation de température de 116° d'un volume égal d'air atmosphérique? »

(¹) Voici ces corrections, extraites telles quelles du Mémoire :

« 1° En répétant la même expérience avec l'acide carbonique (qui est un meilleur absorbant que l'air à cause de sa capacité calorifique plue grande, 1500 au lieu de 1000), nous avons reconnu que ce gaz recevait un accroissement de température de 77°,50. *Nous sommes en droit de conclure* que, si l'air absorbait le calorique aussi bien que lui, comme sa capacité n'est que les $\frac{2}{3}$ de celle de l'acide carbonique, sa température acquise se serait trouvée moitié plus grande, à savoir

$$77°,50 + \tfrac{1}{2}\,77°,50 = 116°,25.$$

» 2° D'autres expériences faites pour évaluer le calorique perdu pendant le très petit temps de l'introduction nous ont laissés persuadés qu'il n'excédait pas $\frac{1}{8}$ de la totalité, et, par conséquent, nous devrons augmenter le résultat fourni par l'expérience sur l'air de $\frac{1}{8}$, c'est-à-dire le porter de 99° à

$$99° + \tfrac{1}{8}\,99° = 111°,38.$$

» Nous ne croyons pas nous écarter de beaucoup de la vérité en prenant le terme moyen de ces deux résultats, et en fixant, par suite, l'effet maximum à 113°,81 ou 114°. »

Et ils ajoutent, assez naïvement, que « le résultat du calcul de M. Poisson s'accorde alors *merveilleusement* avec celui de l'expérience ».

ont voulu mesurer γ, il contenait l'idée fort juste d'évaluer la température d'une masse gazeuse par la variation de pression que lui fait subir l'échauffement cherché : c'est le principe même du thermomètre à gaz.

« L'air entrant dans le vide, disent-ils, fait lui-même fonction de thermomètre en s'emparant de la chaleur qu'il y rencontre; l'échauffement qu'il éprouve augmente son ressort; mais il se refroidit, et sa diminution de pression, quand la température est devenue uniforme, mesure très aisément l'excès de température auquel il était parvenu antérieurement. *On sent qu'il est très avantageux de pouvoir éviter, dans une expérience aussi délicate, l'influence d'un thermomètre toujours beaucoup trop massif et, par conséquent, infidèle.*

C'est dans cette remarque si judicieuse qu'on doit chercher l'esprit et la véritable portée de l'expérience de Desormes et Clément.

SUR UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR LA MESURE DES TEMPÉRATURES;

PAR M. DANIEL BERTHELOT.

La mesure des hautes températures est un problème encore imparfaitement résolu au point de vue expérimental.

Les diverses méthodes que l'on a proposées peuvent se répartir en deux groupes, suivant qu'elles sont fondées sur les propriétés des gaz ou sur celles des solides.

Les méthodes fondées sur les gaz sont les seules qui paraissent actuellement susceptibles de donner une évaluation directe de la température dans l'échelle thermodynamique. Les gaz obéissent, en effet, à des lois relativement simples et bien connues, et l'élévation de température ayant pour effet de les rapprocher de l'état gazeux parfait, ces lois se vérifient de mieux en mieux, quand la température croît. Les solides et les liquides, au contraire, obéissent à des lois plus complexes et plus mal connues, et, de plus, l'accroissement de température fait subir à ces corps des changements très profonds et souvent permanents, avant même les points de fusion et d'ébullition.

On conçoit par là la supériorité des méthodes fondées sur les propriétés des gaz. Il n'existe aujourd'hui qu'une méthode de ce

genre : c'est celle du thermomètre à gaz. Satisfaisante en théorie, elle est d'une pratique délicate. Le volume du thermomètre à gaz étant assez volumineux, quand on le place dans une enceinte chauffée, il est difficile de savoir si tous ses points sont à une température uniforme, et surtout si l'objet qu'on lui compare est rigoureusement à la même température. Aussi ne doit-on pas être surpris de voir que, au voisinage de 1000°, les divers observateurs donnent, pour les constantes les plus importantes, telles que le point de fusion de l'or, des nombres qui varient de plus de 40°. De plus, cet instrument ne s'appuie pas seulement sur les propriétés des gaz, mais encore sur celles des solides, puisqu'il comprend une enveloppe de métal ou de porcelaine, dont il faut connaître la dilatation. Il en résulte que, bien loin de permettre d'évaluer, comme on pourrait le supposer, *a priori,* les plus hautes températures de nos laboratoires, il ne permet guère de dépasser 1200°, point au delà duquel la porcelaine ou le platine se ramollissent, se fendent facilement ou deviennent perméables aux gaz.

Les méthodes fondées sur les propriétés des solides (méthodes thermo-électriques, des résistances électriques, calorimétrique, photométrique), grâce aux remarquables progrès des physiciens contemporains, sont devenues d'un usage relativement facile et permettent d'atteindre des températures un peu plus élevées. Les méthodes électriques principalement sont entrées dans la pratique courante des laboratoires; mais elles offrent un caractère commun : elles ne donnent pas une évaluation directe de la température cherchée. Les instruments qui les réalisent doivent être préalablement étalonnés au moyen d'un certain nombre de points fixes déterminés avec le thermomètre à gaz. Cet étalonnage est sujet à l'incertitude signalée plus haut pour ce thermomètre. De plus il résulte de ce mode même de graduation, que les indications de tous ces instruments ne sont rigoureuses que dans l'intervalle des températures directement repérées avec le thermomètre à gaz. Quand on les emploie par extrapolation, on n'obtient plus que des valeurs dont le degré d'approximation est fort difficile à évaluer. Aussi existe-t-il souvent entre les indications des divers moteurs, pour les températures supérieures à 1000°, des écarts de plusieurs centaines de degrés.

On voit donc l'utilité qu'il y aurait à établir une méthode nouvelle, fondée sur les propriétés des gaz et complètement indépendante de la nature et des dimensions de l'enveloppe thermométrique : de manière qu'on pût obtenir des indications directes dans l'échelle thermodynamique au delà des points de ramollissement ou de fusion des corps solides.

Il m'a paru que la mesure des indices de réfraction pouvait fournir la base d'une telle méthode. En effet, les expériences des physiciens modernes ont fait voir que la réfraction d'un gaz, c'est-à-dire l'excès $n - 1$ de l'indice sur l'unité, varie exactement comme la densité, soit que l'on modifie cette densité par un changement de pression, soit qu'on la modifie par un changement de température.

En ce qui concerne la pression, cette relation a été établie par M. Mascart (1) au moyen d'expériences faites sur une échelle étendue (o à 8 atmosphères) sur les gaz permanents (hydrogène, air, etc.) aussi bien que sur les gaz facilement liquéfiables (acide carbonique, cyanogène, etc.). Elle a été vérifiée depuis par d'autres observateurs entre des limites encore plus écartées.

En ce qui concerne la température, M. Benoît (2), par des expériences très précises faites sur l'air entre 0° et 80°, a retrouvé à $\frac{1}{3000}$ près le coefficient de dilatation de Regnault. Les expériences que l'on trouvera plus loin étendent cette vérification jusqu'à 184°. MM. Chappuis et Rivière (3) ont abouti à la même conclusion pour le cyanogène, dont le coefficient de dilatation est très notablement différent de celui de l'air. Il semble donc bien qu'il s'agisse là d'une relation générale, variable pour tous les gaz.

En rapprochant ces deux séries d'expériences, on conclut qu'*à une densité donnée d'un gaz correspond toujours un même indice*, la température et la pression pouvant être différentes. Cette relation est indépendante de la forme même de la fonction qui lie l'indice et la densité. Tel est le principe de la méthode nouvelle.

Au moyen d'un appareil interférentiel, on décompose un fais-

---

(1) *Ann. de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. VI; 1877.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII; 1889.
(3) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XIV; 1888.

ceau lumineux en deux parties qui traversent deux tubes remplis d'un même gaz. On note la position initiale des franges. On porte l'un des tubes à la température qu'il s'agit de mesurer, sa pression restant égale à la pression atmosphérique. La densité du gaz diminuant, les franges se déplacent. On diminue alors la pression dans le second tube jusqu'à ce que les franges soient revenues à leur position primitive. Supposons, pour simplifier le raisonnement, que la longueur des deux tubes, à ce moment, soit la même. Les franges étant revenues au zéro, la densité du gaz est la même dans les deux tubes. Or on connaît la pression et, par suite, la densité du gaz dans le tube froid. On connaît donc la densité du gaz chaud et l'on en déduit sa température.

La description précédente est celle du *thermomètre interférentiel à gaz à pression constante*. On peut réaliser un *thermomètre interférentiel à gaz à densité constante,* en ramenant les franges non par diminution de la pression dans le second tube (tube froid), mais par augmentation de la pression dans le premier tube (tube chaud). Dans ce cas, le second tube devient inutile et peut être supprimé.

La réalisation de cet appareil présente plusieurs difficultés. Tout d'abord on ne saurait, comme on fait dans les mesures d'indices, opérer en lumière homogène et compter le nombre de franges déplacées, les variations de température ne se laissant pas régler à volonté comme les variations de pression. Il convient d'opérer en lumière blanche, en prenant pour repère la frange centrale. L'inconvénient ordinaire résultant de la dispersion est sans influence ici.

La principale difficulté consiste à séparer suffisamment les rayons interférents pour qu'ils puissent traverser des milieux portés à des températures très différentes.

Les instruments classiques tels que les miroirs de Fresnel, les lentilles de Billet, les bilames de M. Fizeau, les lames épaisses de Jamin n'écartent pas les rayons de plus de 1^{cm} à 2^{cm}, ce qui est tout à fait insuffisant. L'appareil de M. Michelson sépare les rayons à angle droit, mais, outre qu'il exige des pièces optiques d'une perfection rare, il est d'un réglage fort difficile, surtout si les miroirs sont à des distances de plusieurs mètres comme dans mes expériences.

J'ai eu recours à l'emploi combiné des miroirs de Jamin et des parallélépipèdes de Fresnel. Un faisceau de lumière tombe sur une lame épaisse de Jamin qui le divise en deux. Un parallélépipède de Fresnel ([1]) réfléchit totalement l'un des rayons et le renvoie parallèlement à sa direction primitive, après l'avoir déplacé d'une quantité égale à sa longueur. L'écartement des deux rayons était de 92^{mm} dans mes expériences. Un second parallélépipède rétablit la distance primitive des deux rayons un peu en avant de la seconde lame épaisse.

Le réglage de ce système se fait sans difficulté d'une manière analogue à celui des lames épaisses de Jamin. On place d'abord les lames et les parallélépipèdes sur des trépieds horizontaux munis de trois vis calantes et d'une vis de rappel. On les dispose en réglant géométriquement, aussi bien que possible, la marche des faisceaux. On enlève ensuite les parallélépipèdes; on règle les lames épaisses en lumière jaune, puis en lumière blanche. On remet alors les parallélépipèdes et, en agissant sur les vis de l'un d'eux, on règle définitivement les franges en lumière jaune, puis en lumière blanche.

La stabilité si nécessaire dans toutes les expériences de ce genre a été obtenue en plaçant les appareils sur de gros et lourds piliers, situés dans les caves du laboratoire d'Enseignement physique à la nouvelle Sorbonne, piliers scellés dans les fondations mêmes de l'édifice. La température de ces caves est fort constante, circonstance favorable aux mesures ([2]).

Sur le trajet du premier rayon est placé un tube relié à une machine pneumatique et à un manomètre. Sur le trajet du second est un tube dont la partie centrale est entourée d'un manchon où circulent des vapeurs à diverses températures et dont les deux extrémités sont refroidies par des courants d'eau.

Entre la partie centrale chaude à la température fixe T et les

---

([1]) M. Mascart, qui a signalé l'emploi de ces parallélépipèdes pour obtenir des faisceaux interférents très écartés en lumière homogène, a bien voulu me prêter ceux qu'il possède. Pour obtenir des interférences en lumière blanche, j'ai dû les faire retailler par M. Jobin, qui a parfaitement réussi cette délicate opération.

([2]) C'est pour moi un devoir de remercier M. Bouty qui a bien voulu mettre à ma disposition, pour ces recherches, les ressources de son laboratoire.

extrémités refroidies à température fixe t, s'étendent deux régions à température variable.

On peut en tenir compte par le calcul. Le chemin optique parcouru par un rayon dans un milieu d'indice n et de longueur l est nl; si n varie, ce chemin est $\int n\,dl$. Or, entre deux plans à températures T et t, en supposant la conductibilité de l'air constante et la chute de température linéaire, d'après la théorie de Fourier, on trouve, pour l'air,

$$\int n\,dl = l\left(1 + 0{,}791\,\frac{\log\text{nép}\,\frac{T}{t}}{T-t}\right).$$

Si l'on tient compte de la variation de conductibilité de l'eau avec la température, α étant le coefficient de variation qui est égal à $\frac{1}{500}$ environ, la variation de température, d'après Fourier, est parabolique, et l'on trouve

$$\int n\,dl = l\left[1 + 0{,}791\,\frac{\alpha(T-t) + \log\text{nép}\,\frac{T}{t}}{T\left(1+\frac{\alpha}{2}T\right) - t\left(1+\frac{\alpha}{2}t\right)}\right].$$

Ces formules donnent des résultats très approchés, mais pas tout à fait rigoureux; ceci tient à ce qu'on suppose que la distribution des températures obéit à une loi régulière dans chaque région, jusqu'au plan de séparation de cette région avec la suivante. Or il n'est pas douteux qu'au voisinage de ces plans il ne se produise des perturbations. Comme il est très difficile d'en tenir compte théoriquement, j'ai préféré adopter une méthode rigoureuse et indépendante de toute hypothèse. J'élimine l'influence des régions variables par compensation en faisant deux expériences successives avec deux tubes ne différant que par la longueur de la région centrale et en prenant la différence des résultats. Il n'est pas nécessaire, d'ailleurs, de répéter chaque fois cette double mesure; il suffit de la faire une fois pour connaître la constante de l'appareil à une température donnée.

Je me suis proposé, dans une première série d'expériences, faites entre 0° et 200°, de justifier le principe et de montrer la rigueur de la méthode nouvelle.

J'ai fait des mesures, sous des pressions comprises entre 740^{mm} et 763^{mm}, avec les vapeurs d'alcool, d'eau et d'aniline.

Voici quelques-uns des nombres obtenus :

Alcool.			Eau.			Aniline.		
	Température			Température			Température	
Pression.	observée.	calculée.	Pression.	observée.	calculée.	Pression.	observée.	calculée.
741,50	77,69	77,64	740,10	99,20	99,26	746,48	183,62	183,54
748,15	77,74	77,86	752,80	99,63	99,74	756,85	183,74	184,07
762,94	78,47	78,36	755,64	99,96	99,84	760,91	184,50	184,28
			761,04	100,01	100,04			

Les températures d'ébullition théoriques ont été calculées par les formules suivantes, dans l'échelle du thermomètre à air :

$$\text{Alcool : } 78,26 + \frac{H - 760}{29,7},$$

$$\text{Eau : } 100 + \frac{H - 760}{27,25}, \qquad \text{Aniline : } 184,23 + \frac{H - 760}{19,6}.$$

Je signalerai, en terminant, un problème intéressant qu'elle résout avec facilité : c'est celui de la mesure des variations rapides de température des gaz. Ce cas se présente en Météorologie à propos des vents chauds et intermittents qui sont très fréquents dans divers pays. Les thermomètres ordinaires, comme le thermomètre à mercure, s'appliquent fort mal à ce cas : la masse des solides étant énorme par rapport à celle des gaz, et le verre étant mauvais conducteur, ils exigent un temps assez long pour se mettre en équilibre avec le gaz. Les thermomètres de petite masse, les thermomètres à réservoir de platine atténuent l'inconvénient sans le faire disparaître. La méthode interférentielle proposée plus haut donne une solution rigoureuse. J'ai fait plusieurs séries de déterminations en partant des masses gazeuses à diverses températures et en les laissant se refroidir ensuite sous la pression atmosphérique ordinaire. Les mesures se font sans difficulté.

En résumé, la nouvelle méthode permet de prendre la température d'un milieu par le simple examen d'un rayon lumineux qui l'a traversé. Elle est fondée sur les propriétés des gaz. Elle est indépendante de la nature de l'enveloppe thermométrique et même de sa forme et de sa dimension, car il suffit de fixer les points

d'entrée et de sortie du rayon lumineux sans placer ni tube ni appareil quelconque au sein même de la masse gazeuse dont on veut déterminer la température : elle permet par là d'opérer sur les gaz contenus dans l'extérieur des hauts fourneaux, du four électrique, etc.

Mais bien qu'elle soit tout à fait générale et qu'elle s'applique aussi bien aux basses températures et aux températures ordinaires qu'aux températures élevées, c'est surtout dans l'évaluation de ces dernières qu'elle paraît appelée à rendre des services, et c'est de ce côté que sont dirigés en ce moment mes efforts.

MÉTHODE POUR DÉTERMINER LE COEFFICIENT DE SELF-INDUCTION D'UNE BOBINE;

PAR M. WLADIMIR DE NIKOLAIEVE (1).

La bobine, fermée sur elle-même, est suspendue dans l'espace interpolaire de deux bobines fixes parcourues par un courant sinusoïdal (ou à l'intérieur d'une seule bobine), son axe étant à 45° du champ alternatif. On met à la terre les points des bobines fixes les plus rapprochées de la bobine suspendue, afin de supprimer l'action des charges électriques.

On excite le champ par des courants de différentes intensités et de différentes périodes; on mesure les déviations correspondantes de la bobine mobile et l'on trace, pour chaque période T de l'alternateur, la courbe des déviations Δ en fonction de l'intensité électrodynamométrique i du courant sinusoïdal.

Le couple qui produit la déviation de la bobine suspendue est proportionnel à

$$F_0^2 \sin^2 2\pi\varphi = F_0^2 \frac{\left(\frac{2\pi L}{rT}\right)^2}{1+\left(\frac{2\pi L}{rT}\right)^2},$$

où φ désigne le retard de phase du courant induit dans la bobine mobile (1).

---

(1) Extrait par M. Sagnac.

(1) *Voir* W. DE NIKOLAIEVE, *Deux Méthodes pour découvrir et étudier les*

Les courbes de déviations relatives aux périodes T' et T'' permettent de déterminer deux intensités efficaces i' et i'', pour lesquelles les déviations sont les mêmes. Les couples correspondants étant alors égaux, on a

$$F_0'^2 \frac{\left(\frac{2\pi L}{rT'}\right)^2}{1+\left(\frac{2\pi L}{rT'}\right)^2} = F_0''^2 \frac{\left(\frac{2\pi L}{rT''}\right)^2}{1+\left(\frac{2\pi L}{rT''}\right)^2}$$

et, comme pour les mêmes positions de la bobine suspendue $\frac{F_0'}{F_0''} = \frac{i'}{i''}$, on a pour calculer L la formule

$$L = \frac{r}{2\pi}\sqrt{\frac{T'^2 - \left(\frac{i'}{i''}\right)^2 T''^2}{\left(\frac{i'}{i''}\right)^2 - 1}}.$$

On calculera L comme une moyenne à l'aide des divers couples de déviations égales correspondant à des intensités et à des périodes différentes.

L'auteur a appliqué cette méthode avec l'appareil, décrit dans l'article précédent, où l'anneau d'Elihu Thomson plongeait dans l'eau. La mesure des déplacements D de l'anneau remplaçait celle des déviations de la bobine. Le Tableau suivant donne les déplacements D de l'anneau, exprimés en centimètres, qui correspondent aux intensités efficaces i, exprimées en divisions de l'électrodynamomètre, pour 549 tours et 732,2 tours par seconde de l'alternateur :

549 tours	i...	38,9	»	42,9	»	47,0	»	54,0	»	63,4	74,7	91,2
	D...	1,27	»	3,00	»	4,63	»	6,4	»	8,18	9,7	11,68
732,2 tours	D...	1,48	2,52	3,00	3,77	4,58	5,53	6,53	7,43	8,33	9,23	10,23
	i...	39,0	39,7	41,2	43,0	44,7	46,5	49,7	52,1	55,3	60,0	65,1

Le tracé des deux courbes des déplacements D pour les intensités i a permis de déterminer les divers couples i', i'' d'intensités qui correspondent à un même déplacement, i' se rapportant à

---

courants dans un circuit conducteur ouvert et les courants de déplacement dans les diélectriques (*Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. IV, p. 245).

549 tours et i'' à 732,2. Les premières parties des courbes ont donné ainsi les couples i', i'' qui suivent :

i'.	i''.	$\frac{i'}{i''}$.
42,125	40,0	1,053
43,125	41,0	1,051
44,30	42,15	1,051
46,50	43,25	1,052

où $\frac{i'}{i''}$ est presque constant et a servi à calculer L.

On a trouvé L = 458,95 C.G.S. L'anneau ayant $0^{cm},42$ de largeur, $0^{cm},75$ de hauteur et $1^{cm},77$ de rayon moyen, son coefficient de self-induction dans l'air, calculé par la formule de Maxwell, a été trouvé égal à 46 C.G.S., c'est-à-dire dix fois moindre qu'au voisinage du noyau de fer. Le calcul des retards des courants induits dans l'anneau donne 68° 19′ 50″ pour 732,2 tours de l'alternateur et 62° 4′ 48″ pour 549 tours.

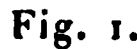
Des mesures, faites en plaçant l'anneau ou la bobine mobile entre deux bobines fixes sans noyau, donneront les coefficients de self-induction dans l'air loin de toute masse perméable de fer, et l'on pourra vérifier alors la formule théorique.

SIRÈNE;

PAR M. H. PELLAT.

Cette sirène diffère de la sirène ordinaire de Cagniard de La Tour en ce que les trous sont percés normalement aux plateaux (D′), de façon que l'organe producteur du son ne soit pas en même temps l'organe moteur. Celui-ci est constitué par une petite dynamo Gramme dont l'anneau est porté par l'axe même de rotation A du plateau mobile. De cette façon, la hauteur du son produit par la sirène ne dépend pas de la pression de l'air dans la soufflerie, l'intensité du son seul en dépend; on peut donc faire varier à volonté, indépendamment l'une de l'autre, ces deux qualités d'un son. Pour obtenir un mouvement de rotation bien uniforme, et pour pouvoir rapidement passer d'une vitesse constante à une

autre vitesse constante, un frein électromagnétique, analogue à celui employé par Bourbouze, a été ajouté à l'appareil. A cet effet, l'axe de rotation A porte un disque en cuivre rouge qui


Fig. 1.

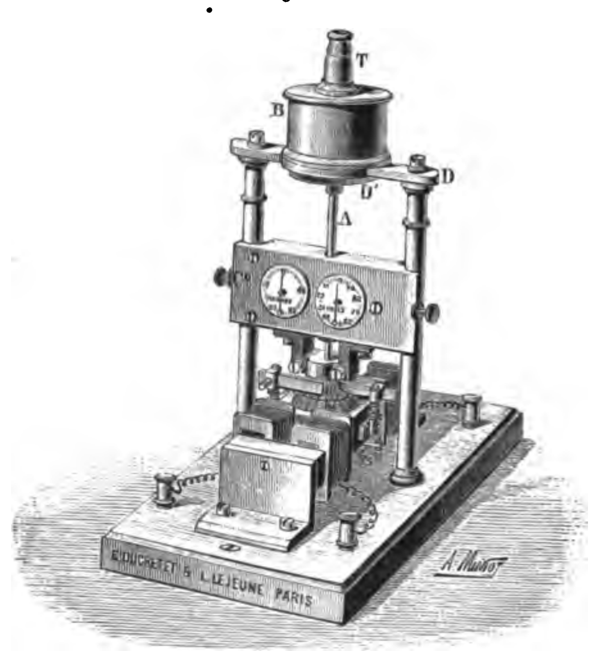
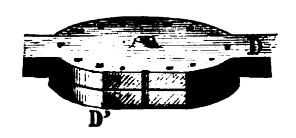


Fig. 2.



tourne dans son plan entre les pôles de deux électro-aimants formant, par leur ensemble, un circuit magnétique presque fermé (ce dispositif n'est pas représenté sur la figure, ayant été ajouté depuis que l'appareil a été dessiné). Bien entendu, l'appareil est pourvu d'un compteur de tours comme les sirènes ordinaires.

Pour faire l'expérience, on met en dérivation, sur une batterie de trois ou quatre accumulateurs (petit ou grand modèle, peu importe) : 1° l'anneau de la machine Gramme; 2° son inducteur;

3° le circuit des électro-aimants du frein. Pour faire varier la vitesse, on place un rhéostat (un rhéostat continu pour lampe à arc, par exemple) dans ce dernier circuit; c'est en agissant sur le frein électromagnétique qu'on règle le mieux la vitesse de rotation et, par conséquent, la hauteur du son. Il est commode aussi de mettre un rhéostat, qui peut être discontinu, dans le circuit de l'anneau, mais ce n'est pas indispensable.

Cette sirène permet d'obtenir des sons d'une hauteur remarquablement fixe et de mettre rapidement, par le jeu du rhéostat, le son produit à l'unisson d'un son donné. On peut faire taire la sirène en supprimant l'accès de l'air et, lorsqu'on lance de nouveau le courant d'air, le son est exactement de même hauteur qu'avant, ce qui n'a pas lieu avec les sirènes ordinaires. Les sons graves peuvent être obtenus avec une grande intensité; ils ont un caractère musical aussi beau que les sons plus aigus, ce qui n'a pas lieu non plus avec les sirènes ordinaires.

Cette sirène a été construite par MM. E. Ducretet et L. Lejeune.

O. LUMMER et E. PRINGSHEIM. — Nouvelle détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques de l'air et d'autres gaz (¹).

MM. O. Lummer et E. Pringsheim ont récemment fait une nouvelle série de mesures de γ par la même méthode qu'ils avaient déjà appliquée en 1887 (²) et avec le même dispositif expérimental, sensiblement perfectionné.

1° *Principe de la méthode.* — Ils partaient de la relation adiabatique

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{1}$$

(¹) Ces nouvelles recherches ont été communiquées à la dernière session de l'*Association britannique pour l'avancement des Sciences,* tenue à Oxford, en août 1894. Notre analyse est faite à la fois d'après le compte rendu officiel de cette communication et d'après le Mémoire de 1887. Le Mémoire de 1894 doit être publié *in extenso* par les soins de la *Smithsonian Institution.*

(²) O. Lummer et E. Pringsheim, *Nouvelle détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques de l'air* (*Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft zu Berlin im Jahre* 1887).

qui lie, en fonction de γ, les paramètres p_1, T_1 et p_2, T_2 de deux états d'une masse gazeuse soumise à une transformation adiabatique (détente ou compression); et ils emploient cette relation sous la forme logarithmique

$$(2) \qquad \gamma = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p_2} - \log \frac{T_1}{T_2}}.$$

Ils se donnaient d'avance p_1 et T_1, c'est-à-dire qu'ils prenaient une masse de gaz dans des conditions initiales connues p_1 et T_1; et comme ils choisissaient pour pression finale p_2 précisément la pression barométrique du moment, ils n'avaient, en réalité, qu'une mesure à faire, celle de la température absolue finale T_2. C'est dans cette mesure que réside l'originalité de la méthode au point de vue expérimental.

2° *Principe du procédé expérimental.* — Ils opéraient *par détente* et appréciaient l'abaissement de température $(T_1 - T_2)$, dû à la détente, par la méthode bolométrique. Une spirale métallique très fine et très résistante (en argent dans la première série de mesures, en platine dans les dernières expériences) était pendante au milieu de la masse du gaz en transformation; elle constituait l'une des branches d'un pont de Wheatstone, lequel permettait d'en mesurer, à chaque instant, les variations de résistance et, par suite, les variations de température. Une graduation préalable avait permis d'établir une échelle des températures correspondant aux différentes valeurs de la résistance de la spirale. Ils réalisaient ainsi le thermomètre requis pour ce genre de mesures, c'est-à-dire un thermomètre de masse négligeable et de grande sensibilité.

3° *Marche des expériences.* — L'air pur et sec est introduit dans un grand ballon métallique (de 70^{lit} à 90^{lit}), à la température T_1 du laboratoire et sous une pression p_1, supérieure à la pression barométrique du moment. Cette pression p_1 était évaluée à l'aide d'un manomètre à acide sulfurique.

Le pont de Wheatstone est alors amené au zéro; c'est ce que les auteurs appellent *le premier équilibre*. Cela fait, on ouvre la branche où se trouve le rhéomètre (galvanomètre ou téléphone)

et l'on dérègle le pont en *diminuant* la résistance de la branche opposée à la spirale; puis on laisse une partie du gaz s'échapper par un orifice pratiqué dans le ballon. A mesure que cette détente s'effectue, le gaz intérieur se refroidit et la résistance de la spirale diminue en se rapprochant de celle de la branche opposée du pont. Dès que la détente est *complète*, et au moment même où la spirale a atteint sa température minima et, par suite, sa résistance minima, on ferme le circuit du rhéomètre (galvanomètre ou téléphone) et l'on voit, par son indication, si la résistance de la spirale est plus grande ou plus petite que celle de l'autre branche. Ce n'est que lorsque l'égalité est devenue parfaite, que l'instrument de mesure *reste au zéro;* c'est ce que les auteurs appellent *le second équilibre.*

D'après eux, on atteint *nécessairement* cet état en faisant varier *systématiquement* la force élastique initiale p_1 du gaz; et, lorsqu'on part d'une valeur p_1 convenablement choisie de la force élastique initiale, l'équilibre se réalise à la fin de la détente de telle manière que l'instrument *reste au zéro pendant quelques secondes* ([1]). A ce moment, la résistance actuelle de la spirale est égale à celle de l'autre branche du pont, et la température T_2, corrélative de la pression p_2, se déduit immédiatement de cette résistance actuelle.

4° *Résultats* (première série de mesures). — Les auteurs ont donné, dans leur premier Mémoire (1887), les résultats de cinq déterminations. Ils sont remarquablement concordants; la moyenne est, pour l'air, 1,384 avec un écart maximum inférieur à 0,001. Ils n'étudièrent pas d'autres gaz.

5° *Perfectionnements* (deuxième série de mesures). — Dans leurs nouvelles et récentes mesures, les auteurs ont voulu supprimer trois causes d'erreurs particulières, qu'on pouvait attribuer à leur procédé expérimental :

([1]) Les auteurs concluent de ce fait qu'il n'y a pas, pendant ces quelques secondes, de perte sensible de chaleur par conductibilité du gaz; mais on pourrait en conclure aussi bien que leur thermomètre n'est pas assez sensible pour indiquer ces pertes de chaleur.

1° La spirale d'argent ne suit pas assez rapidement les variations de température du gaz;

2° Les deux gros fils de cuivre, auxquels sont soudés les deux bouts de la spirale peuvent lui céder de la chaleur;

3° Le ballon fournit de la chaleur à l'air et, par suite, à la spirale, pendant les phases de détente.

Ils ont substitué à la spirale d'argent un ruban de platine extrêmement mince et léger, coupé dans un ruban platine-argent, fabriqué par le même procédé que les fils *à la Wollaston;* le platine a $0^{\mu},6$ d'épaisseur et la couche d'argent 6^{μ}. La partie médiane du ruban a 10^{cm} de longueur sur $0^{cm},02$ de largeur, tandis que les deux extrémités ont $1^{cm},5$ de long sur $0^{cm},4$ de largeur; l'argent avait été enlevé à l'acide nitrique, seulement sur la partie médiane, de manière que, vis-à-vis de la résistance de celle-ci, la résistance des extrémités est complètement négligeable. Les auteurs pensent avoir ainsi éliminé la chute de température aux extrémités ([1]).

Quant à l'influence thermique des parois du ballon, ils ont cherché à l'éliminer de deux manières.

D'abord, ils ont plongé le ballon dans un bain d'eau maintenu à une température constante à moins de $0^{o},01$; c'était la température T_1. Mais Regnault avait absolument proscrit ce dispositif, à cause de la difficulté d'amener le gaz intérieur à la même température que le bain. Et je ferai remarquer, en outre, que cette enveloppe métallique, immergée dans une masse d'eau, constitue une enceinte à parois conductrices, et de grande capacité calorifique, qui me semble bien plus faite pour nuire à l'adiabatisme de la transformation que pour l'assurer.

De plus, ils ont fait subir à leurs nombres bruts une correction de rayonnement, qui est ingénieuse au point de vue expérimental, mais douteuse au point de vue théorique.

Une fois les mesures définitives exécutées, ils font une nouvelle série supplémentaire en substituant, au ruban de platine nu, un autre ruban identique, mais recouvert d'une couche de noir de platine. L'absorption de chaleur et, par suite, l'erreur due au

---

([1]) La résistance totale du ruban métallique était de 87ω, à la température de 17°C.; la variation de résistance allait de 1ω à 4ω.

rayonnement des parois se trouvent accrus *dans la même proportion* que le pouvoir absorbant de la surface métallique; et, en effet, les nombres obtenus pour γ sont alors *plus faibles* que les précédents. *En admettant cette proportionnalité* (qui est purement hypothétique), et en mesurant à part, à l'aide d'expériences spéciales, le rapport des pouvoirs émissifs du ruban nu et du ruban noirci, ils ont tous les éléments nécessaires pour calculer leur correction (¹).

6° *Résultats* (deuxième série). — Ils ont opéré sur quatre gaz : l'air, l'oxygène, l'acide carbonique et l'hydrogène. Ils ont trouvé :

	Air.	Oxygène.	Ac. carbonique.	Hydrogène.
Sans correction...	1,3994	1,3941	1,2940	1,4063
Avec correction...	1,4015	1,3962	1,2961	1,4084

7° *Remarque*. — On voit que ces valeurs sont notablement plus élevées que celles du Mémoire de 1887. Sont-elles plus exactes? Les auteurs le pensent ainsi, car ils donnent, comme limites des erreurs probables, 0,00020 et 0,00030, et ils considèrent comme une preuve de supériorité de leur méthode, au point de vue de l'adiabatisme, la grandeur *tout à fait exceptionnelle* des valeurs obtenues pour l'hydrogène.

Mais je ferai remarquer tout d'abord que cette grandeur n'est nullement exceptionnelle, puisque, pour le même gaz, Dulong

(¹) Voici comment on peut concevoir ce calcul. Soit x l'erreur commise sur la valeur de γ avec le fil nu, et y l'erreur commise avec le fil noirci, on a

$$\gamma_1 = \gamma_0 - x,$$
$$\gamma_2 = \gamma_0 - y,$$

d'où

$$\gamma_1 - \gamma_2 = y - x = \varepsilon.$$

La comparaison des résultats des deux séries de mesures fait connaître ε. D'autre part, en admettant les proportionnalités des erreurs aux pouvoirs absorbants respectifs des deux rubans, on peut écrire

$$\frac{y}{x} = \frac{a_2}{a_1},$$

d'où

$$\frac{y}{a_2} = \frac{x}{a_1} = \frac{y - x}{a_2 - a_1} = \frac{\varepsilon}{a_2 - a_1},$$

d'où l'on déduit x.

avait trouvé 1,407 (sans correction), Cazin 1,410 et Jamin et Richard 1,410. J'ajouterai que la différence entre les anciens nombres des auteurs et les nouveaux ne me paraît nullement justifiée par une réelle amélioration du dispositif expérimental. Enfin, cette amélioration même laisse subsister deux défauts d'ordre expérimental : la sortie d'une masse notable du gaz en transformation et la durée notable de cette transformation, dues l'une et l'autre à la grandeur de la surpression initiale; et je ne parle pas du défaut originel commun à toutes ces méthodes fondées sur l'application aux gaz réels d'une formule, telle que (1), caractéristique du gaz parfait. G. MANEUVRIER.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS.

(2e semestre 1893, 1er et 2e semestre 1894).

Électricité.

TH. MOUREAUX. — Sur la valeur absolue des éléments magnétiques au 1er janvier 1894 (*C. R.*, t. CXVIII, p. 70).

Les observations ont été faites au parc Saint-Maur, avec les appareils et par les méthodes qui ont servi dans les années précédentes.

Les valeurs absolues des éléments magnétiques au 1er janvier 1894 résultent de la moyenne des observations horaires obtenues dans les journées des 31 décembre 1893 et 1er janvier 1894 et rapportées à des mesures absolues faites du 27 décembre au 2 janvier.

Éléments.	Valeurs absolues au 1er janvier 1894.	Variation séculaire en 1893.
Déclinaison	15° 18′,0	−6′,3
Inclinaison	65° 6′,1	−2′,4
Composante horizontale	0,19624	+0,00028
Composante verticale	0,42280	−0,00017
Force totale	0,46612	−0,00004

(Parc Saint-Maur : 0°9′23″ long. E. et 48°48′34″ lat. N.)

A Perpignan, les observations faites sous la direction du Dr Fines ont donné :

Éléments.	Valeurs absolues au 1er janvier 1894.	Variation séculaire.
Déclinaison.............	14° 8',4	−4',5
Inclinaison.............	60° 10',7	−2',6
Composante horizontale.	0,22320	+0,00042
Composante verticale ...	0,38940	+0,00007
Force totale............	0,44883	+0,00027

(Perpignan : 0°32'45" long. E. et 42°42'8" lat. N.)

JOUBIN. — Loi de l'aimantation du fer doux (*C. R.*, t. CXVIII, p. 67 et 138).

Les courbes de Rowland, qui représentent l'intensité d'aimantation I dans un champ H en fonction de la susceptibilité $K = \frac{I}{H}$, rappellent, par leur forme générale, les courbes de MM. Cailletet et Mathias donnant la densité des fluides saturés en fonction de la température. En outre, l'intensité maxima I_m est égale à trois fois l'intensité critique I_c. Une propriété analogue des fluides se déduit de l'équation de Van der Waals. Il est possible de représenter les phénomènes magnétiques par une équation de même forme que cette dernière, en exprimant que l'intensité d'aimantation et la susceptibilité sont liées par la même relation que la densité d'un fluide et la température; en supposant de plus que ces phénomènes suivent une loi analogue à celle de Mariotte, on retrouve ainsi la formule de Fröhlich. Les nombres calculés d'après l'équation de Van der Waals concordent avec les nombres trouvés par la mesure directe sur les courbes expérimentales. Mais, à partir du point où ces courbes coupent l'axe des abscisses, l'équation ne représente plus le phénomène; il se produit là un changement analogue au passage de l'état liquide à l'état solide. On peut aussi trouver une équation réduite à coefficients indépendants de la nature du corps; par conséquent, le théorème des états correspondants s'applique au magnétisme.

En appelant K la susceptibilité pour un champ nul, I_0 la valeur de l'intensité correspondant à K_0, et posant

$$x = \frac{I}{I_c}, \qquad y = \frac{K - K_0}{K_c - K_0},$$

cette équation caractéristique est

$$x = 1 + 0,33\,(1 - y) \pm 1,3\sqrt{1 - y}.$$

Les nombres calculés par cette formule s'accordent avec les nombres observés à quelques centièmes près.

DUHEM. — Sur l'hystérésis et les transformations permanentes (*C. R.*, t. CXVIII ; p. 974).

Un système est défini par la température absolue T et par une variable normale x. Soit $\mathfrak{F}$ le potentiel thermodynamique, X l'action qui le maintient en équilibre dans l'état (x, T). Il est assujetti à la condition

$$\delta X = \frac{\partial^2 \mathfrak{F}(x, T)}{\partial x^2} \delta x + \frac{\partial^2 \mathfrak{F}(x, T)}{\partial x \, \partial T} \delta T + f(x, T, X) |\delta x|,$$

$|\delta x|$ désignant la valeur absolue de δx.

Si T = const. par tout point du plan (X, x) passe une ligne ascendante (le long de laquelle X croît en même temps que x) et une ligne descendante (X croît quand x décroît). De plus, on fait les trois hypothèses suivantes :

1° Le long de toute ligne ascendante ou descendante, la loi du déplacement de l'équilibre à température constante annulant à la fois δX et δx, on a

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x^2} + f(x, X) > 0, \qquad \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x^2} - f(x, X) > 0,$$

et, par conséquent,

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x^2} > 0.$$

L'équation $f(x, X) = 0$ définit une ligne dont chaque point (x, X) représentera un état naturel du système, une transformation infiniment petite du système accomplie autour d'un état naturel entraîne une modification permanente, infiniment petite du second ordre ;

2° Pour passer d'un état naturel (x, X) à un état naturel voisin ($x + dx$, X + dX), il faut un travail perturbateur virtuel $dX\,dx$ fois plus grand que si l'hystérésis n'existait pas, c'est-à-dire que

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x^2} \frac{\partial f}{\partial X} + \frac{\partial f}{\partial x} = 0,$$

la ligne des états naturels monte de gauche à droite ;

3° Envisageons un cycle formé par une suite continue et fermée d'états d'équilibre, ce cycle est nécessairement irréversible. Si dq est la quantité de chaleur dégagée le long de ce cycle, nous admettrons qu'on a encore $\int \frac{dq}{T} > 0$, ce qui revient à dire : à droite de la ligne des états naturels $f(x, X) > 0$, et à gauche $f(x, X) < 0$.

Il en résulte que les états naturels sont stables, si X oscille constamment de quantités infiniment petites autour d'une valeur invariable X_1 ; x tend vers une valeur x_1, telle que $f(x_1, X_1)$ soit un état naturel du système. Si l'on fait varier X de manière à empêcher x de s'écarter sensiblement d'une valeur moyenne invariable x_1, X tend vers une valeur X'_1, telle que $f(x_1, X_1)$ soit un état naturel du système.

H. PELLAT. — **Force agissant à la surface de séparation de deux diélectriques** (*C. R.*, t. CXIX, p. 675).

L'énergie électrique W d'un condensateur de capacité C, possédant une charge M et présentant entre ses armatures une différence de potentiel V, est égale à $W = \frac{1}{2} MV = \frac{1}{2} \frac{M^2}{C}$. Si les armatures, isolées, se déforment indéfiniment peu

$$dW = -\frac{1}{2} \frac{M^2}{C^2} dC = -\frac{1}{2} V^2 dC.$$

Le travail des forces électriques pendant cette déformation sera

$$d\mathfrak{T} = -dW = \frac{1}{2} V^2 dC.$$

Si la déformation consiste seulement dans le déplacement linéaire da d'une portion A du condensateur, en désignant par F la projection des forces électriques sur la direction du déplacement

$$d\mathfrak{T} = F\, da,$$

et, par suite,

$$F = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da}.$$

Appliquons cette formule à un condensateur construit comme il suit : les armatures sont rectangulaires de dimensions b et b', planes, parallèles et distantes de e ; e est infiniment petit vis-à-vis

de b et de b'; entre ces armatures se trouve une lame diélectrique parallèle aux armatures, qu'elle déborde fortement et dont l'épaisseur est c; cette lame est formée de deux diélectriques de pouvoirs inducteurs spécifiques K_1, K_2, séparés par une droite horizontale S : les armatures et la lame plongent dans un diélectrique de pouvoir inducteur K'. Si l'on soulève de da la lame, on fait varier la capacité. Entre les armatures loin de S, les lignes de force sont normales aux armatures, suivant l'une d'elles : on a

$$\varphi' K' = \varphi K, \qquad \varphi'(e-c) + \varphi c = V,$$
$$\frac{4\pi\mu'}{K'} = \varphi' = \frac{KV}{(e-c)K + cK'},$$

φ' et φ étant les intensités du champ dans le diélectrique K' et dans le diélectrique K, μ' la densité sur les armatures ($\mu' = \mu'_1$ ou μ'_2 suivant que $K = K'_1$ ou K'_2). En soulevant la lame, on fait varier la charge de

$$V\, dC = (\mu'_2 - \mu'_1)\, b\, da,$$

d'où

$$F = \frac{1}{2} V^2 \frac{(\mu'_2 - \mu'_1)b}{V} = \frac{bK'V^2}{8\pi}\left[\frac{K_2}{(e-c)K_2 + cK'} - \frac{K_1}{(e-c)K_1 + cK'}\right].$$

Pour un déplacement horizontal de la lame $\frac{dC}{da} = 0$: la force qui agit sur elle n'a donc pas de composante horizontale.

Quand $c = e$, les lignes de force sont partout des droites et le champ a une intensité uniforme $\varphi = \frac{V}{e}$; on peut écrire alors

$$(1) \qquad F = \frac{bc\varphi^2}{8\pi}(K_2 - K_1).$$

Cette force, ne dépendant que des propriétés du champ et des diélectriques à la surface de séparation S, ne peut avoir son siège que sur cette surface à laquelle elle est proportionnelle; dans ce cas, elle est normale aux lignes de force. L'existence de cette force et l'exactitude de la relation (1) ont été vérifiées expérimentalement.

BEAULARD. — Sur le pouvoir inducteur spécifique du verre (*C. R.*, t. CXIX, p. 268).

Ce pouvoir inducteur spécifique a été déterminé en mesurant

par la méthode balistique la charge d'un condensateur avec et sans lame de verre. La correction relative à l'influence des bords a été effectuée par la méthode de M. Blondlot.

Soient A la capacité en unités électrostatiques du condensateur à lame d'air, B cette capacité quand le condensateur a une lame de verre, E l'épaisseur des cales isolantes, e l'épaisseur de la lame de verre ($E - e = \varepsilon$), S la surface des plateaux; on a

$$x + \frac{S}{4\pi E} = A,$$

$$x + \frac{S}{4\pi}\left(\frac{1}{\frac{e}{k} + \varepsilon}\right) = B,$$

d'où, en posant $C = \frac{4\pi}{S}\frac{E}{e}$,

$$K = \frac{1 + (B - A)Ce}{1 - (B - A)Ce}.$$

Les temps de charge ont varié de $0^s,005$ à $0^s,08$, obtenus en établissant les communications au moyen d'une machine d'Atwood. En construisant des courbes dont les abscisses représentent les temps de charge, et les ordonnées les déviations du galvanomètre balistique, proportionnelles aux charges, on trouve que la courbe relative du verre s'élève rapidement, puis devient concave vers Ox et se termine par une partie rectiligne. Cette dernière est inclinée sur Ox à cause de la conductibilité des cales d'ébonite. Le prolongement de cette droite coupe l'axe des ordonnées en un point qui représente la déviation limite pour un temps de charge nul. La moyenne des expériences a donné $k = 3,9$.

D'autre part, E étant la force électromotrice de la pile de charge, v le potentiel du collecteur et φ sa charge à l'instant t, R la résistance du circuit,

$$CR\frac{dv}{dt} + v = E. \qquad i = \frac{d\varphi}{dt} = C\frac{dv}{dt},$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{CR}(\varphi - CE).$$

$\varphi - CE$ se détermine sur la courbe. $\frac{d\varphi}{dt}$ est le coefficient angulaire de la tangente à cette courbe. Les mesures vérifient exactement que $\frac{\varphi - CE}{\frac{d\varphi}{dt}}$ est constant.

SCHAFFERS (le P.). — Sur la théorie de la machine Wimshurst, (*C. R.*, t. CXIX, p. 535).

Contrairement à l'opinion courante, les plateaux de la machine Wimshurst ne sont neutres en aucun de leurs points et le fonctionnement de la machine n'exige que la moitié des organes ordinaires, c'est-à-dire un conducteur et deux demi-peignes. Le jeu de la machine peut être assimilé à celui d'une machine de Holtz du second genre. On peut doubler son débit en coupant le conducteur diamétral et mettant ses deux moitiés en communication avec les électrodes. Le modèle Bonetti prête aux mêmes remarques et au même perfectionnement.

VASCHY. — Sur le mode de transformation du travail en énergie électrique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1249).

D'après Maxwell, l'énergie électrique localisée dans l'unité de volume d'un champ électrique a pour valeur $w = \frac{h^2}{8\pi K}$, h étant l'intensité du champ et K le pouvoir inducteur spécifique du milieu diélectrique. Dans un champ électrique stable, comme ceux de l'Électrostatique, la surface d'un conducteur électrisé est soumise, de la part du milieu environnant, à des forces ou tensions normales ayant pour valeur $p = \frac{h^2}{8\pi K}$ par unité de surface. Si un conducteur se déplace dans un champ diélectrique, un élément dS de sa surface antérieure fait perdre au diélectrique un volume $dS\,dn$, dn étant la composante normale du déplacement; la tension $p\,dS$ exercée par le diélectrique produit donc un travail $p\,dS\,dn$ et l'énergie $w\,dS\,dn$ disparaît. Dans cette région, le diélectrique fournit donc un travail, consistant dans la cession au conducteur de l'énergie contenue dans le volume qu'abandonne le diélectrique. Dans la région postérieure du conducteur, le travail $p\,dS\,dn$ effectué par le diélectrique est négatif et est transformé en une quantité d'énergie $w\,dS\,dn$ sur place, dans le volume cédé par le conducteur au diélectrique.

Ces transformations locales n'intéressent pas l'énergie du champ dans l'espace extérieur au conducteur; seulement le déplacement du conducteur modifie la distribution des surfaces équipoten-

tielles, sans modifier la somme de l'énergie dans le reste du champ.

Dans le cas particulier où le conducteur se dilaterait de manière à épouser successivement la forme des surfaces équipotentielles, le déplacement n'influerait pas sur la distribution.

Si l'on déplace dans le champ un corps diélectrique, le travail mécanique dépensé se transforme encore sur place en énergie électrique, mais une partie de cette énergie seulement reste en place, l'autre se transmettant de proche en proche au reste du champ. Il en est de même de l'énergie magnétique quand un aimant se déplace dans un champ créé uniquement par des aimants permanents.

PILTCHIKOFF. — Nouvelle méthode pour étudier la convection électrique dans les gaz (*C. R.*, t. CXVIII, p. 631).

Une pointe en communication avec un conducteur électrisé est placée au-dessus d'une couche d'huile de ricin contenue dans un vase métallique électrisé en sens contraire de la pointe : une large dépression se produit sur le liquide et, en son centre, il se forme des dépressions secondaires quand on rapproche la pointe. Si l'un des écrans est interposé entre la pointe et l'huile, chaque écran produit un soulèvement de même forme que l'ombre géométrique de la pointe supposée lumineuse; dans ces ombres on n'observe jamais de dépression secondaire : tous les points de l'ombre électrique sont au même niveau que le liquide extérieur à la dépression primaire. La convection suit, en général, les lignes de force. Un jet d'air puissant, très voisin de la pointe, ne fait pas dévier l'ombre électrique; il semble alors naturel d'admettre que la convection n'est qu'une projection, par la pointe, de molécules en nombre relativement petit, mais douées de vitesses très grandes.

Sous des pressions de l'ordre d'une atmosphère, les ombres électriques sont semblables pour les divers diélectriques; mais les dépressions secondaires sont différentes. Sous de faibles pressions, on n'a plus que des phénomènes optiques. Les ombres électriques produites dans l'air libre sur l'huile de ricin ont pu être photographiées avec une pose de 20″; le phénomène est donc assez stable.

La photographie de l'ombre d'un fil de platine rendu incandescent par un courant confirme l'explication donnée par M. Blondlot de la convection par les gaz chauds.

CHASSY. — Sur l'électrolyse du sulfate de cuivre (*C. R.*, t. CXIX, p. 271).

En électrolysant une solution presque neutre de sulfate de cuivre, à 100° avec une densité de courant de $\frac{1}{100}$ ampère par centimètre carré, on obtient des cristaux rouge violacé, présentant des formes dérivées du cube et de l'octaèdre : ce sont des cristaux de cuprite. Si la température est plus basse, qu'on augmente la densité du courant ou qu'on diminue la concentration, ces cristaux sont mélangés de cuivre métallique; cette circonstance peut causer des erreurs dans les dosages électrolytiques.

E. NOURRISSON. — Sur la force électromotrice minima nécessaire à l'électrolyse des sels alcalins dissous (*C. R.*, t. CXVIII, p. 189).

LE BLANC. — Sur la force électromotrice minima nécessaire à l'électrolyse des électrolytes (*C. R.*, t. CXVIII, p. 702).

A. BERTHELOT. — Remarques sur les limites de l'électrolyse (*C. R.*, t. CXVIII, p. 412. *Ann. de Ch. et Ph.* [7], t. III, p. 138).

M. Nourrisson mesure la différence de potentiel entre les bornes d'un accumulateur à faible tension et à grand débit (50 ampères sous 5 à 6 volts) avant et après l'introduction dans le circuit de la solution étendue; d'autre part il calcule l'intensité très faible du courant qui passe, en négligeant la résistance de l'électrolyte, à cause de la grande section de la cuve. Conformément aux calculs thermochimiques, la force électromotrice minima nécessaire à l'électrolyse d'un sel alcalin dissous est constante d'une part pour tous les oxysels, d'autre part pour les sels haloïdes dérivant d'un même acide.

M. Le Blanc rappelle qu'il a obtenu par la théorie de la dissociation d'Arrhénius et vérifié par l'expérience les résultats signalés par M. Nourrisson : il déterminait la plus petite force électromotrice nécessaire pour produire une décomposition visible de l'électrolyte. Ce point de décomposition est le même pour différents sels et différents acides; il semble qu'on doive en conclure que la décomposition de l'eau est un phénomène primaire et non secondaire.

M. Berthelot réclame la priorité. Dès 1882, il a établi que dans l'électrolyse d'un sel alcalin dont l'acide et la base ne sont ni réduits, ni oxydés pendant l'opération, la force électromotrice minima nécessaire à l'électrolyse est sensiblement équivalente à la somme de deux quantités de chaleur correspondant l'une à la séparation de l'acide et de la base, l'autre à la décomposition de l'eau en oxygène et hydrogène : puisque toutes les chaleurs de neutralisation des acides forts par les bases fortes sont sensiblement les mêmes, il en résulte que la force électromotrice minima sera la même pour les divers oxysels. Au contraire, l'expérience donne des nombres inégaux pour les haloïdes, ce qui s'explique parce que les acides chlorhydrique, bromhydrique et iodhydrique sont susceptibles d'électrolyse directe.

VASCHY. — Sur la nature de la conductibilité électrique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1324).

On peut considérer comme la propriété fondamentale des conducteurs que le champ électrique créé par un corps électrisé placé dans le milieu isolant qui les enveloppe ne pénètre pas dans ces conducteurs. Si l'on a réussi par l'approche brusque d'un corps électrisé à produire le champ dans l'intérieur du conducteur, il se dissipe au bout d'un temps plus ou moins long. La conductibilité d'un corps paraît donc être une tendance du champ électrique établi dans ce corps à se dissiper plus ou moins rapidement. En effet, un champ ne peut être entretenu d'une façon permanente dans un conducteur que par une dépense incessante d'énergie équivalente à la chaleur dégagée d'après la loi de Joule. Cette loi peut s'exprimer en disant : la chaleur dégagée pendant l'unité de temps dans l'unité de volume du conducteur, en un point où l'intensité du champ électrique est h, est égale à $\frac{h^2}{\rho}$, ρ étant la résistance spécifique du conducteur.

Si l'on considère la quantité de chaleur dégagée dans un volume fini U pendant le temps infiniment petit dt, cette quantité de chaleur ne peut être qu'une fraction de l'énergie électrique contenue dans le même volume qui se dissipe sous cette forme. Elle ne peut être, en effet, empruntée à l'énergie de la région du champ extérieur à U, car, pendant le temps dt, l'énergie envoyée par cette région

ne peut pénétrer qu'à une profondeur infiniment petite vt, puisque sa vitesse de propagation v est finie. C'est, du reste, ce qu'exprime la loi de Joule, l'énergie électrique du champ étant, en effet, $\frac{h^2}{8\pi K} = w$ par unité de volume,

$$q = \frac{h^2}{\rho} = \frac{h^2}{8\pi K}\,\frac{8\pi K}{C} = \frac{2}{\theta} w$$

en posant $\theta = \frac{\rho}{4\pi K}$; θ est comparable à un temps et est un coefficient caractéristique du conducteur. On peut dire aussi que l'énergie w, incessamment fournie par le milieu extérieur, se dissipe entièrement en chaleur en un temps égal à $\frac{\theta}{2}$, temps qui peut varier de 10^{-6} secondes pour certains conducteurs à 10^{6} secondes pour certains diélectriques. Si les pertes ne sont pas réparées, comme dans la décharge d'un condensateur dont le diélectrique est légèrement conducteur, pendant le temps dt, l'énergie électrique de chaque élément de volume est réduite de $\frac{2dt}{\theta}$; de même h, ce qui ne modifie pas l'équilibre électrostatique. D'où

$$\frac{dh}{h} = -\frac{dt}{\theta} \qquad \text{et} \qquad h = h_0 e^{-\frac{t}{\theta}}.$$

Si le diélectrique n'est pas homogène, l'état d'équilibre du champ change à chaque instant, les parties les moins affaiblies envoient de l'énergie aux autres; par exemple l'énergie d'une partie parfaitement isolante du diélectrique irait se dépenser dans les parties conductrices. Dans tout courant il se produit donc : 1° une transformation locale de l'énergie électrique en chaleur; 2° une transmission d'énergie entre l'électromoteur et le reste du champ. En magnétisme, il n'y a pas de conductibilité, le champ magnétique d'un aimant permanent se maintient indéfiniment sans que l'énergie magnétique tende à se dissiper sous forme calorifique. C'est là une différence remarquable entre les deux formes électrique et magnétique de l'énergie.

SCHURR. — Sur un moyen de compenser la force électromotrice d'une pile hydro-électrique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 464).

Dans un vase cylindrique en verre plongent deux électrodes,

l'une de charbon, l'autre de zinc, reliées métalliquement; ces électrodes sont placées dans un plan diamétral du cylindre, plan invariable dans l'espace. Deux électrodes en cuivre sont fixées à la paroi intérieure du vase, dans des positions diamétralement opposées, et peuvent tourner avec ce dernier; elles présentent entre elles une différence de potentiel qui augmente avec la résistance spécifique du liquide et avec la grandeur de la surface immergée; elle varie de plus avec la distance des lames aux électrodes principales. Si E_0 est cette différence quand les quatre électrodes sont dans un même plan, si ω est l'angle que font les plans des deux systèmes après la rotation du vase, on a sensiblement

$$E_\omega = E_0 \cos^2 \omega.$$

Cette méthode peut servir à mesurer par compensation la force électromotrice des piles usuelles.

VASCHY. — Sur la capacité électrostatique d'une ligne parcourue par un courant (*C. R.*, t. CXIX, p. 1198).

Dans un câble électrique formé d'une âme et d'une armature conductrices de rayons R_1 et R_2, séparées par une couche isolante, le potentiel en un point de l'isolant situé à une distance r de l'axe du câble est

$$V = \frac{V_1}{\log \text{nép} \frac{R_1}{R_2}} \log \text{nép} \left(\frac{R_2}{r}\right),$$

en supposant le potentiel de l'armature égal à zéro et celui de l'âme égal à V_1. La densité électrique, à la surface du fil, a pour expression

$$\sigma_1 = -\frac{\mu}{4\pi}\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_{r=R_1} = \mu \frac{V_1}{4\pi R_1} \frac{1}{\log \text{nép} \frac{R_2}{R_1}},$$

et la capacité du câble par unité de longueur est, par conséquent,

$$C = \frac{2\pi R_1 \sigma_1}{V_1} = \frac{1}{2 \log \text{nép} \frac{R_2}{R_1}}.$$

Quand le fil est parcouru par un courant permanent, le conducteur étant supposé homogène, le potentiel V dans une section droite, située à la distance x de la section qui est au potentiel

zéro, est proportionnel à x, $V = ax$. Dans le diélectrique, il satisfait aux conditions suivantes :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0,$$

$$V = 0 \text{ pour } r = R_2, \qquad V = ax \text{ pour } r = R_1.$$

La fonction

$$V = \frac{ax}{\log \text{nép} \frac{R_2}{R_1}} \log \text{nép} \left(\frac{R_2}{r}\right)$$

satisfait à ces conditions. La capacité se calcule comme dans le cas précédent

$$\sigma_1 = -\frac{\mu}{4\pi}\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_{r=R_1} = \frac{\mu ax}{4\pi R_1} \frac{1}{\log \text{nép} \frac{R_2}{R_1}},$$

$$C = \frac{2\pi R_1 \sigma_1}{ax} = \frac{\mu}{2 \log \frac{R_2}{R_1}},$$

elle a même valeur que dans le cas de l'équilibre électrostatique. Mais le champ dans le diélectrique n'est pas le même, ce n'est qu'à une certaine distance de la section qui se trouve au potentiel de l'armature que les surfaces équipotentielles se confondent sensiblement avec des cylindres concentriques, comme quand il n'y a pas de courant. Le raisonnement s'appliquerait encore approximativement à des courants lentement variables, mais non à des courants variant rapidement; il n'est plus possible de dire alors que le champ électrique admet un potentiel, et la notion de capacité n'a plus de sens.

CH.-EUG. GUYE. — Sur la moyenne distance géométrique des éléments d'un ensemble de surfaces et son application au calcul des coefficients d'induction (*C. R.*, t. CXIX, p. 1329).

Coefficient de self-induction de n fils parallèles égaux et équidistants dont les sections sont réparties sur une circonférence (*C. R.*, t. CXIX, p. 219).

L'auteur donne une méthode rapide pour calculer la moyenne distance géométrique d'un ensemble de surfaces; il transforme, en leur appliquant le théorème de Cotes, les expressions

$$S^2 \log a = \int\int \log r \, dS \, dS',$$

$$S_1 S_2 \log a_{12} = \int\int \log r_{12} \, dS_1 \, dS_2,$$

qui définissent la moyenne distance des éléments d'une surface S et celle des éléments de deux surfaces S_1 et S_2.

Les expériences vérifient les nombres calculés à $\frac{1}{100}$ près.

SWYNGEDAUW. — Sur le partage de la décharge d'un condensateur entre deux conducteurs dérivés dont l'un présente une interruption (*C. R.*, t. CXVIII, p. 920).

La décharge du condensateur passe en totalité dans une bobine I et dans une autre bobine D placée en dérivation sur le conducteur de décharge. En mettant successivement ces bobines sur un galvanomètre Wiedemann-d'Arsonval, dont l'aimant directeur et l'amortisseur ont été enlevés, on mesure la décharge totale, puis la quantité d'électricité qui traverse la bobine en dérivation. Le conducteur qui réunit les armatures du condensateur présente un interrupteur I_1, un autre interrupteur I_2 se trouve sur la seconde branche de la dérivation. Quand la distance explosive de I_1 reste constante, la quantité d'électricité qui traverse la bobine dérivée croît avec la distance explosive de I^2 et, quand cette dernière dépasse une certaine valeur, la quantité d'électricité passant à travers la bobine D devient plus grande que la charge totale. Pour une valeur déterminée de I_2, valeur qui croît avec I_1, les deux quantités sont égales. La bobine D peut être traversée par une quantité d'électricité dix fois plus grande que la décharge totale. Le phénomène ne dépend pas du sens des courants.

SWYNGEDAUW. — Sur l'équation des décharges (*C. R.*, t. CXIX, p. 221).

L'équation de Thomson, relative à la décharge d'un condensateur, ne satisfait pas à la condition que la différence du potentiel entre deux éléments séparés par un segment conducteur continu soit nulle. Cette équation ne peut pas non plus représenter le phénomène dans les premiers moments de la décharge, car la résistance n'est pas constante, comme on le suppose dans le calcul. L'intensité et sa dérivée, qui sont nulles toutes les deux au début, vont d'abord en croissant avec le temps, de même la différence de potentiel entre deux sections du circuit de décharge; cette différence atteint son maximum alors que le circuit a été traversé

par une certaine quantité d'électricité qui peut être déterminée par l'expérience et peut atteindre un tiers de la charge totale.

ALBERT HESS. — Sur une application des rayons cathodiques à l'étude des champs magnétiques variables (*C. R.*, t. CXIX, p. 57).

Les rayons cathodiques sont déviés par les aimants; cette déviation, variable avec l'intensité du champ, est la même dans tous les gaz, sous toutes les pressions, pour les mêmes rayons; ces rayons agissent sur les pellicules photographiques. Pour appliquer ces propriétés à l'étude des champs magnétiques variables, les rayons sont produits dans un tube de Geissler dont l'extrémité opposée à la cathode est formée par une feuille métallique percée d'une fente diamétrale, recouverte d'une seconde feuille très mince. On produit la déviation dans le sens de la longueur de la fente. Au sortir de cette fente, les rayons pénètrent dans une caisse noire complètement close, dont la paroi est formée d'une feuille métallique très mince; cette caisse renferme une pellicule photographique qui se déplace perpendiculairement à l'axe du faisceau et à la déviation. L'axe du faisceau se trouve indiqué à chaque instant et les traces forment la courbe représentant la variation du champ.

A. COLSON. — Sur certaines conditions à réaliser pour la mesure des résistances électriques au moyen des courants alternatifs et du téléphone (*C. R.*, t. CXIX, p. 1261).

Dans la disposition employée pour mesurer les résistances au moyen des courants alternatifs et du téléphone, la loi d'Ohm n'est plus applicable que moyennant certaines conditions pour la propagation des ondes à haut potentiel dans des résistances considérables, comme des tubes capillaires remplis d'eau. Le potentiel en chacun des sommets reliés au téléphone provient de deux ondes arrivant en sens contraire. Si ces ondes passent à l'un des sommets, en même temps, avec le même potentiel en valeur absolue, le potentiel est nul en ce sommet et un téléphone, dont une extrémité est attachée à ce sommet et l'autre isolée, est réduit au silence. Si les ondes y passent en même temps avec des potentiels différents, le téléphone rend un son dont la période est la même que celle de la source. Les mêmes phénomènes se passent à

l'autre sommet; il faut donc que ces deux sommets soient dans des conditions identiques pour que le téléphone reste muet; le plus simple est d'annuler le potentiel de ces deux points. Les ondes qui partent d'un sommet du parallélogramme relié à la source et qui passent dans des circuits fermés par le téléphone reviennent en partie dans celui-ci par le courant dérivé voisin; on élimine les perturbations provenant de cette cause en modifiant les résistances.

BLONDEL — Remarques sur la méthode électrochimique d'inscription des courants alternatifs (*C. R.*, t. CXIX, p. 299).

M. Blondel fait remarquer qu'on peut se dispenser d'employer une batterie d'accumulateurs proportionnée à la force électromotrice qu'on veut mesurer. Il conserve la courbe fixe employée par M. Jamet (1), mais fait varier son échelle à l'aide d'un potentiomètre. Entre les deux conducteurs A_1B_1 et A_2B_2, dont on veut étudier la différence de potentiel u, on dispose une dérivation A_1B_2 de résistance totale R, comprenant un rhéostat sans induction r et une série de résistances sans induction r_1, r_2, r_3, ..., dont les bornes sont reliées aux styles par l'intermédiaire d'interrupteurs. D'autre part, l'extrémité de la dernière résistance est reliée au cylindre par l'intermédiaire d'un conducteur sur lequel est placée une pile d'une résistance ρ assez grande pour que le courant dérivé dans le cylindre soit négligeable vis-à-vis du courant qui traverse les résistances r_1, r_2, ... Les différences de potentiel aux extrémités des styles seront

$$\left(\frac{r_1 u}{R} - E\right), \quad \left[\frac{(r_1+r_2)u}{R} - E\right], \quad \ldots.$$

Pour mesurer les deux alternances, il suffit de renverser le sens de E et celui de u. On règle le rhéostat de façon que le premier style donne une trace courte, voisine du sommet de la courbe, E peut être quelconque; mais la précision croît avec cette force électromotrice.

(1) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 455.

Albert HESS. — Mesure de la différence de phase entre deux courants alternatifs sinusoïdaux de même période (*C. R.*, t. CXVIII, p. 467).

Avec chacun des courants $\mathrm{I} \sin \omega t$ et $\mathrm{I} \sin(\omega t + \Phi)$ on crée un champ tournant, ces deux champs tournant en sens opposé et les courants ayant même amplitude dans les bobines. En faisant agir ces deux champs en un même point, ils donnent une résultante fixe dans l'espace et faisant avec l'origine un angle égal à la demi-différence de phase

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{\mathrm{H} \sin(\omega t + \Phi + \varphi) - \mathrm{H} \sin(\omega t + \varphi)}{\mathrm{H} \cos(\omega t + \Phi + \varphi) - \mathrm{H} \cos(\omega t + \varphi)} = \operatorname{tang} \frac{\Phi}{2}.$$

L'orientation de la résultante est déterminée à l'aide d'une petite aiguille de fer doux suspendue au centre d'action du champ. Si l'on fait passer le même courant dans les deux paires de circuits mis en série, Φ est nul, ce qui détermine l'origine géométrique de l'angle. En mettant les deux paires de circuits en dérivation, il faut un réglage pour arriver au même résultat; mais cette opération détermine le signe de la déviation; il suffit de mettre à l'entrée de chaque paire des bobines de même résistance et de self-induction inégale, ce qui crée une différence de phase de signe connu.

Pour éviter l'emploi du condensateur nécessaire pour obtenir une différence de phase d'un quart de période, il suffit de composer sous l'angle ψ les deux champs $h \sin \omega t$ et $h \sin(\omega t + \psi)$, dont la résultante est alors constante. En effet,

$$\begin{aligned}\mathrm{H} &= [h^2\, \mathrm{2in}^2 \omega t + h^2 \sin^2(\omega t + \psi) - 2h^2 \sin \omega t \sin(\omega t - \psi)]^{\frac{1}{2}} \cos \psi \\ &= h \sin \psi.\end{aligned}$$

BLONDEL. — Nouvelle méthode simplifiée pour le calcul des courants alternatifs polyphasés (*C. R.*, t. CXVIII, p. 404).

BLONDEL. — Application de la méthode vectorielle aux appareils à champ tournant asynchrones (*C. R.*, t. CXVIII, p. 33).

Cette méthode repose sur les deux hypothèses suivantes suffisamment exactes dans la pratique : 1° les courants alternatifs varient tous suivant une loi harmonique; 2° le flux tournant produit par un système de courants polyphasés harmoniques, dissymétriques en intensité et en phase, a une intensité et une vitesse de rotation assez constantes pour que le flux coupé par une spire

d'un quelconque des enroulements polyphasés varie aussi suivant une loi harmonique. Il en résulte qu'un flux tournant peut être représenté par un vecteur donnant à chaque instant la direction suivant laquelle l'induction est maxima, et la valeur constante de ce maximum. Les courants polyphasés qui le produisent peuvent être remplacés par un vecteur unique porté sur la même direction que ce flux et représentant l'intensité d'un courant tournant équivalent, traversant le circuit total. L'ensemble des forces électromotrices alternatives sera remplacé par une seule force électromotrice tournante. Si q est le nombre des courants polyphasés, I_0 leur amplitude maxima, U_0 la différence de potentiel maxima entre chaque conducteur et le conducteur de retour, l'intensité I et la force électromotrice E_1 tournantes seront définies par

$$I = I_0, \qquad U = \frac{1}{2} q U_0.$$

Dans un circuit symétrique, dont les diverses tranches n'ont pas d'induction mutuelle, si R, L, C sont la résistance, la self-induction et la capacité d'une des q' branches montées en étoile, r, l, c les quantités analogues pour une des q' branches montées en polygone, il faut, pour satisfaire à la loi d'Ohm, prendre les constantes vectorielles respectivement égales à

$$\frac{1}{2} q'\left(R + \frac{r}{4b^2}\right), \quad \frac{1}{2} q'\left(L + \frac{l}{b^2}\right), \quad \frac{2}{q'}\left(C + \frac{b^2}{c}\right),$$

où

$$b = \sin\frac{\pi}{q'}.$$

Si un circuit se compose de q' bobines disposées de manière à produire un flux tournant, si n est le nombre de fils extérieurs de l'une d'entre elles supposée montée en étoile, on appellera $N = q'n$ le nombre de spires réduit du système.

La valeur d'un flux Φ en fonction de l'intensité vectorielle I du système qui le produit s'exprimera par

$$\Phi = \frac{4\pi}{R} IK,$$

et la force électromotrice induite E, en fonction du flux F, par

$$E = \frac{k}{4} \frac{2\pi}{F} NF;$$

R est la résistance magnétique fictive que devrait posséder le système s'il était réellement parcouru par le courant I; K et k' sont deux coefficients de correction qu'on peut calculer une fois pour toutes. D'après cela, l'induction mutuelle M de deux systèmes polyphasés sera

$$M = Kk\frac{4\pi}{R}\frac{N_1}{2}\frac{N_2}{2},$$

et la self-induction Λ,

$$\Lambda = Kk\frac{4\pi}{R}\left(\frac{N_1}{2}\right)^2.$$

Ces définitions permettent d'appliquer aux courants polyphasés les lois et les constructions graphiques employées dans l'étude des courants alternatifs simples.

L'auteur donne un exemple d'application aux appareils asynchrones formés par un système primaire à courants polyphasés et un système secondaire à spires fermées, dans lequel le primaire produit par induction un autre système de courants polyphasés.

DÉSIRÉ KORDA. — Problème général des transformateurs à circuit magnétique fermé (*C. R.*, CXVIII, p. 854).

L'auteur indique une méthode de calcul pour déterminer les courbes périodiques des courants primaire i_1 et secondaire i_2, produits par une force électromotrice alternative $E = f(t)$ appliquée aux bornes du primaire, quand on connaît la courbe d'aimantation du noyau.

DÉSIRÉ KORDA. — Transformateur des courants monophasés en courants triphasés (*C. R.*, t. CXIX, p. 61).

L'appareil se compose en principe d'un transformateur à trois noyaux et d'une bobine de self-induction à noyau mobile. Le circuit du courant solénoïdal monophasé $I = I_0 \sin \omega t$ est bifurqué de façon que les deux branches aient la même résistance R et l'on place dans la branche II une bobine de self-induction telle qu'on ait $\frac{L\omega}{R} = \sqrt{3}$. Le courant i_2, dans la branche II, est alors égal à la moitié du courant i_1 de la branche I. Si cette branche I est enroulé $\frac{n}{2}$ fois autour du noyau du transformateur, et la branche II n fois autour du deuxième noyau, en sens contraire, on aura dans

les deux noyaux deux flux sinusoïdaux d'égale intensité présentant une différence de phase de 240°. La somme des spires de ces deux noyaux enroulés en sens contraire sur le troisième noyau fournira un troisième flux, égal aux deux autres, mais présentant avec le premier une différence de phase de 120°. En réunissant les trois bouts initiaux des bobines secondaires, on obtient un point zéro O, qui peut être relié au sol ou au point O' commun aux trois fils secondaires, sans qu'il se produise de courant dans le fil de jonction. Mais si la charge du transformateur varie, la différence de phase varie, et pour rétablir le zéro au point O, il faut déplacer le noyau de la bobine de self-induction, de façon à ramener la différence de phase à sa valeur primitive.

THOMAS. — Sur la constitution de l'arc électrique (*C. R.*, t. CXIX, p. 720).

La constitution de l'arc électrique a été étudiée par la méthode spectroscopique, le spectroscope ayant reçu le réglage aplanétique, indiqué par M. Cornu. Le spectre était photographié. L'arc formé entre deux charbons, renfermant des sels métalliques, est constitué par un noyau et une enveloppe. Dans le noyau se trouvent les corps qui émettent les spectres de bandes, carbures ou vapeurs de carbone; dans l'enveloppe circulent du pôle positif au pôle négatif les vapeurs provenant des sels dissociés, qui ensuite se combinent à l'oxygène de l'air.

G. CLAUDE. — Contribution à l'étude des propriétés de l'arc alternatif (*C. R.*, t. CXVIII, p. 187).

On place en série sur une différence de potentiel alternative élevée (80 alternances et 2400 volts) un condensateur de $\frac{1}{10}$ microfarad, une clef de court circuit et 12 lampes de 100 volts. Si l'on ouvre le court circuit de manière à faire jaillir un petit arc, l'intensité lumineuse des lampes augmente considérablement, d'autant plus que l'arc est plus long. Ce renforcement provient de ce que le condensateur se charge brusquement quand l'arc jaillit, au lieu de se charger progressivement comme lorsque le circuit est fermé métalliquement. Le courant de charge, limité à une petite fraction de période, est beaucoup plus intense et l'intensité efficace est augmentée. L'arc dépense beaucoup moins d'énergie

que la quantité calculée d'après la différence de potentiel entre ses extrémités et l'intensité moyenne du courant, ce qui tient à ce que l'intensité est nulle quand la force électromotrice est grande et réciproquement.

MASCART. — Sur la propagation des ondes électromagnétiques (*C. R.*, t. CXVIII, p. 277).

Dans les calculs de M. Blondlot, faits en se servant de la formule de Neumann et d'après ses expériences, il semblait que la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques décroît quand la longueur d'onde augmente. Au lieu d'employer la formule de Neumann, on peut calculer le coefficient de self-induction d'un fil ayant un rayon ρ et formant un rectangle de côtés a et b comme la somme des flux magnétiques que chacun des côtés émet dans l'intérieur du cadre. L'action d'un côté b sur un point ayant pour coordonnées x et y (relativement aux côtés a et b) a pour expression

$$F = \frac{1}{x}\left[\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} + \frac{b-y}{\sqrt{x^2+(b-y)^2}}\right].$$

Le flux de force $\varphi(b)$, émis par b dans l'intérieur du rectangle, est

$$\int F\,dx\,dy = \int_0^b dy \int_0^a dx\left[\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2}} + \frac{b-y}{\sqrt{x^2+(b-y)^2}}\right]$$
$$= \int_\rho^a dx\left[\sqrt{b^2+x^2}-x\right],$$

soit, en appelant m la diagonale du rectangle,

$$\varphi(b) = 2\left[m - \sqrt{b^2+\rho^2} - (a-\rho) + b \log\text{nép}\, \frac{a}{\rho}\, \frac{b+\sqrt{b^2+\rho^2}}{b+m}\right].$$

Le côté opposé donne la même valeur et les côtés a deux termes analogues.

En général $\frac{\rho}{a}$ et $\frac{\rho}{b}$ sont négligeables devant l'unité et l'on a simplement

$$L = 4\left[2(m-a-b) + a \log\text{nép}\, \frac{2ab}{\rho(a+m)} + b \log\text{nép}\, \frac{2ab}{\rho(b+m)}\right].$$

Ce calcul suppose que les courants sont uniquement superficiels; pour des courants homogènes, il faudrait ajouter $a+b$.

En corrigeant ainsi ses premiers calculs, M. Blondlot a fait disparaître la variation systématique signalée plus haut.

DUFOUR. — Égalités des vitesses de propagation d'ondes électriques très courtes dans l'espace libre et le long des fils conducteurs (*C. R.*, t. CXVII, p. 1039).

La longueur d'onde employée a varié de $0^m,08$ à $0^m,58$; les ondes étaient produites par un excitateur analogue à celui de Righi, formé de quatre sphères dont les centres se trouvent sur une même droite; ces sphères plongent dans l'huile de vaseline; les deux extrêmes sont reliées aux pôles d'une machine de Holtz; en face des deux sphères médianes sont placées deux petites plaques de cuivre d'où partent les fils de ligne. Les résonateurs sont carrés en gros fil de cuivre; leurs extrémités peuvent être rapprochées ou écartées en serrant plus ou moins le cadre dans une mâchoire en bois.

Les observations prouvent que les ondes très courtes se propagent aussi avec la même vitesse le long des fils et dans l'air.

ED. SARASIN et BIRKELAND. — Sur la réflexion des ondes électriques au bout d'un fil conducteur qui se termine dans une plaque (*C. R.*, t. CXVII, p. 793).

Cette Note est le complément d'une Note précédente analysée dans le présent Recueil (¹).

La réflexion s'explique par ce fait que les tubes électriques, qui atteignent l'extrémité du fil, doivent continuer leur marche à cause de leur inertie, ils s'incurvent alors, leur base contourne immédiatement l'extrémité du fil conducteur, tandis que les parties éloignées pivotent avec un certain retard angulaire. Ce phénomène semble indiquer que la vitesse de déplacement des éléments du tube, normalement à sa direction, diminue quand il approche de l'extrémité du fil, cette diminution étant d'autant plus sensible que l'élément est plus voisin du fil conducteur. Le rayon r d'une des courbes orthogonales tracées sur les tubes électriques consécutifs a pour valeur

$$r = \frac{v_n}{v'_n},$$

(¹) *Voir* p. 48 de ce Volume.

v_n étant la projection de la vitesse sur la normale à la direction instantanée d'un élément de tube, v'_n sa dérivée par rapport à la trajectoire orthogonale. Cependant on ne trouve expérimentalement aucun retrait sensible du premier nœud. Mais ce résultat négatif ne prouve rien contre l'hypothèse, car la région où la vitesse serait ainsi diminuée est très petite et une faible variation de v'_n suffit à produire une onde réfléchie qui renvoie une notable fraction de l'énergie. Quand l'extrémité du fil se termine par une plaque, on observe un retrait du premier nœud sensiblement égal, pour les petites plaques, à leur diamètre et qui pour les grandes tend vers la moitié de leur diamètre. D'après les expériences, la réflexion sur les petites plaques paraît se produire comme aux extrémités libres, les tubes tournant autour des plaques; on trouve effectivement un maximum d'effet électrique derrière la plaque au voisinage de son centre.

On conclut aussi de ces expériences que le contour de la méridienne d'un excitateur de révolution doit être inférieur à la longueur d'onde correspondante, ce qui est vérifié pour tous les excitateurs connus.

R. BLONDLOT. — Sur la propagation des ondes électromagnétiques dans la glace et le pouvoir diélectrique de cette substance (*C. R.*, t. CXIX, p. 595).

PÉROT. — Sur le pouvoir diélectrique de la glace (*C. R.*, t. CXIX, p. 601).

La méthode est analogue à celle que l'auteur avait déjà employée pour l'essence de térébenthine et l'huile de ricin.

Les ondes sont transmises le long de deux fils de cuivre parallèles, le même résonateur en cuivre doré est installé à poste fixe entre les fils. Au delà, les fils sont contenus dans une auge en bois. On détermine par la méthode connue la longueur d'onde propre au résonateur, l'auge étant vide, ensuite on entoure le condensateur du résonateur d'un sac en parchemin rempli d'eau bouillie qu'on fait geler. La lame d'air du condensateur est ainsi remplacée par une lame de glace; en mesurant de nouveau la longueur d'onde, on trouve qu'elle est devenue les $\frac{141}{100}$ de ce qu'elle était. On remplit ensuite l'auge avec de l'eau qu'on fait aussi geler et l'on trouve la même valeur de la longueur d'onde que si le diélectrique était partout de l'air. La loi de Maxwell s'applique donc à la glace comme aux autres diélectriques; on déduit des expériences

pour la constante diélectrique de la glace 2 en chiffre rond. Cette valeur est très différente de celles qu'avaient trouvées M. Bouty et M. Pérot. M. Bouty employait des charges et des décharges énormément plus lentes, de sorte que les expériences ne sont pas comparables. Quant à M. Pérot, il avait commis une erreur dans le calcul de la capacité extérieure; en corrigeant cette erreur, il trouve aussi un nombre voisin de 2.

BIRKELAND. — Sur l'aimantation produite par les courants hertziens. — Un diélectrique magnétique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1320).

L'excitateur employé était construit de manière à rendre négligeable l'effet électrique sur le résonateur; celui-ci renfermait une spirale dans laquelle on introduisait les substances façonnées en cylindres. Ces cylindres étaient formés de fer doux massif, de fils de fer noyés dans la paraffine, ou enfin d'un aggloméral de paraffine avec du fer réduit, en proportions variables. Des expériences de contrôle étaient faites avec des cylindres non magnétiques. Le résonateur était mis en résonance avec l'excitateur pendant que la spirale était vide. Le cylindre de fer doux ou les cylindres remplis de paraffine et de limaille non magnétique, les tubes remplis d'eau distillée, ne produisaient qu'un effet insignifiant, mais les tubes remplis d'acide sulfurique diminuaient notablement l'étincelle secondaire.

Quant aux cylindres de fer et de paraffine, leur présence dans la spirale augmente la période du résonateur, et l'on ne peut plus rétablir l'unisson, ce qui tient sans doute à ce qu'ils absorbent beaucoup d'énergie. En enveloppant ces cylindres d'un papier d'étain avant de les introduire dans la spirale, on élimine leur action; de même si on les entoure d'un cylindre constitué par des fils fermés, disposés suivant des parallèles; tandis que, si les fils sont parallèles aux génératrices, l'action subsiste. A l'aide de cylindres creux dans lesquels s'introduisait un cylindre plein, M. Birkeland a constaté que l'aimantation traversait facilement 7^{mm} dans la ferroparaffine à 10 pour 100 de fer et 5^{mm} dans la paraffine à 25 pour 100.

La constitution de ce diélectrique magnétique est conforme à l'idée de Poisson et de Mossoti. LAMOTTE,

AOUT 1895.

TABLE DES MATIÈRES.

AOUT 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — SEPTEMBRE 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

SUR UN CŒLOSTAT, OU APPAREIL A MIROIR, DONNANT UNE IMAGE DU CIEL IMMOBILE PAR RAPPORT A LA TERRE;

Par M. G. LIPPMANN.

1. On sait que le sidérostat de Foucault est destiné à immobiliser par réflexion l'image d'une étoile, dans une direction arbitrairement choisie. Vue dans le miroir du sidérostat, l'image du firmament n'est pas immobile; les autres étoiles paraissent tourner autour de celle qui est visée.

Peut-on construire un appareil qui donne une image immobile du Ciel tout entier, qui soit non un sidérostat mais un cœlostat? Ce problème a une solution et une seule qui est la suivante.

Un miroir plan est monté sur un axe, qui repose sur des coussinets fixes. Le miroir et son axe sont parallèles à la ligne des pôles. Un moteur fait tourner leur système avec une vitesse uniforme d'un tour en *quarante-huit* heures sidérales, dans le sens du mouvement des étoiles.

Il faut démontrer que l'image E′ d'une étoile quelconque E est immobile. Soit O un point du miroir, EO un rayon incident, OE′ le prolongement du rayon réfléchi. Il résulte des lois élémentaires de la réflexion que le plan M du miroir est un plan de symétrie pour les droites OE, OE′. Ce plan, par hypothèse, demeure parallèle à la ligne des pôles; il contient donc une parallèle OP à la ligne des pôles. Cette droite OP est donc également inclinée sur les directions OE, OE′; car le plan de symétrie M est le lieu des droites également inclinées sur OE et OE′. En d'autres termes, les angles EOP, E′OP sont égaux. L'angle EOP est la distance polaire d'une étoile, et par conséquent indépendant du temps; il en est donc de même de E′OP. D'autre part, le plan EOP tourne autour de OP avec une vitesse α (qui est celle du mouvement diurne); on communique au plan M une vitesse β autour de OP; le plan E′OP tourne donc avec une vitesse $2\beta - \alpha$ autour de OP. Par hypothèse, $\beta = \frac{1}{2}\alpha$ (un tour en quarante-huit heures). Donc la vitesse $2\beta - \alpha$ est nulle. Le plan E′OP est donc immobile. En résumé, la droite OE′, contenue dans le plan immobile E′OP, fait avec la direction invariable OP un angle E′OP

indépendant du temps. Cette droite est donc immobile. L'image E′ d'une étoile quelconque E est donc immobile; ce qu'il fallait démontrer.

On peut ajouter que la solution du problème est unique : les conditions indiquées plus haut sont nécessaires. En effet, le pôle P est immobile pendant la rotation diurne; il faut d'ailleurs que son image P′ soit également immobile comme tous les autres points de l'image du Ciel. Pour que l'image d'un point fixe dans un miroir soit immobile, il faut que ce point soit sur le miroir. On peut dire, en d'autres termes (car il s'agit de points P et P′ situés à l'infini), que, pour que l'image OP′ d'une direction fixe OP soit fixe, il faut que le miroir mobile demeure parallèle à OP (1).

2. L'image du Ciel vue dans le miroir étant immobile, elle

(1) Le théorème qui précède permet de prévoir une propriété du sidérostat, propriété assez cachée en raison de la complication que présente la théorie générale de l'instrument. Le système articulé du sidérostat contient deux droites qui sont respectivement parallèles à un rayon incident et au rayon réfléchi correspondant : à savoir la tige *t* qui relie l'axe du rouage à la queue du miroir, et la droite *d* qui joint l'origine de la tige *t* au point d'articulation du miroir. Inclinons la tige *t* de façon que les droites *t* et *d* fassent des angles égaux avec l'axe du moteur. Que va-t-il arriver? En vertu du théorème précédent, on voit facilement que le miroir devient et reste parallèle à l'axe du moteur; que, de plus, il tourne autour de l'axe de rotation avec une vitesse uniforme d'un tour en quarante-huit heures. En un mot, le sidérostat, dans ce cas particulier, est contraint à fonctionner comme cœlostat; il immobilise l'image du Ciel tout entier. Il est d'ailleurs facile de suivre le fonctionnement du système articulé et de s'assurer ainsi que le théorème est vérifié. La démonstration est facile à faire, quelle que soit l'inclinaison commune des tiges *t* et *d* sur l'axe; elle est particulièrement simple si cette inclinaison est de 90°. On voit alors que les droites *t* et *d* sont deux rayons d'une circonférence dont le plan est perpendiculaire à l'axe. La normale au miroir est donc perpendiculaire à l'axe, comme corde de ladite circonférence; le miroir est donc parallèle à l'axe. Le rayon *a* demeurant fixe, le rayon *t* décrit cette circonférence avec une vitesse d'un tour en vingt-quatre heures; la corde de l'arc décrit tourne avec une vitesse moitié moindre; il en est donc de même du miroir auquel cette corde est normale.

Il va sans dire que le sidérostat se prête mal à ces conditions pour lesquelles il n'a pas été construit. La proposition est d'ailleurs générale et s'étend à tous les héliostats ou sidérostats. *Tous* ces instruments fonctionnent de la même manière, avec leur miroir parallèle à l'axe du monde et faisant un tour en quarante-huit heures, à condition qu'on ait amené une étoile et son image à avoir même distance polaire : tous ces instruments sont donc à la rigueur des cœlostats; il n'y a d'exception que pour le sidérostat polaire qui ne comporte pas le réglage nécessaire.

paraît immobile également dans le plan focal d'une lunette ordinaire ou photographique installée sur un support fixe et braquée sur le miroir. L'appareil fait alors fonction d'équatorial.

Quelle direction peut-on donner à la lunette d'observation? On n'est pas maître, comme avec le sidérostat, de diriger la lunette suivant une horizontale quelconque, car la distance polaire d'une image d'étoile demeure égale à celle de l'étoile. Mais on peut disposer de l'azimut (¹), en disposant de la position initiale du miroir, qui est arbitraire. Si le groupe d'étoiles observées se lève et se couche, et que l'on tienne à observer horizontalement, on dirigera la lunette vers le point de l'horizon où le groupe se lève ou se couche. Dans le cas d'observation au zénith, la lunette sera orientée horizontalement vers le nord.

3. L'appareil est plus commode à employer que l'équatorial droit; car il dispense l'observateur de se déplacer.

Son principal avantage est qu'on en peut faire un instrument de précision, en raison de sa simplicité. On peut faire porter les coussinets par un pilier de maçonnerie, prendre l'axe assez solide pour qu'il ne fléchisse pas sous le faible poids du miroir. On peut donc avoir une grande stabilité, peut-être sans flexion appréciable.

Si la flexion était appréciable, il faudrait la mesurer expérimentalement au cours des réglages.

La *cylindricité des tourillons* doit être réalisée par construction : on peut la vérifier à l'aide de l'appareil imaginé par M. Hamy et fondé sur l'emploi des franges de Fizeau.

La *collimation*, c'est-à-dire le parallélisme du miroir avec l'axe, se vérifie par autocollimation et retournement.

Le miroir est placé entre deux collimateurs dont les axes coïncident; on amène par retournement l'axe du miroir à coïncider successivement avec l'un et l'autre de ces axes; le défaut de coïncidence se corrige à l'aide d'une vis de réglage qui amène le miroir au parallélisme.

(¹) Sauf, pratiquement, à éviter de viser le miroir sous une incidence trop rasante. Pour la même raison, l'appareil se prête mal à observer le voisinage du pôle. Dans ce cas, il est préférable d'employer une lunette équatoriale.

Ce réglage s'effectue comme pour une lunette méridienne, sauf que la normale au miroir et l'autocollimation se substituent à l'axe de la lunette et à la visée directe.

La *flexion* semble, *a priori*, pouvoir être rendue négligeable. Il faut néanmoins pouvoir s'assurer que la flexion est nulle, et mesurer cette quantité si elle est appréciable. Si la flexion est nulle, l'erreur de collimation, qu'on peut toujours rendre nulle pour une orientation déterminée de la normale au miroir, demeure nulle pour toutes les autres orientations; on s'en assure par autocollimation et retournement. S'il y avait écart, cet écart mesurerait le double de la flexion, c'est-à-dire de la déviation de la normale à partir de la position où l'écart a été annulé.

Les réglages précédents étant achevés, il reste à amener les coussinets fixes dans une position telle que l'axe qu'ils soutiennent soit parallèle à l'axe du monde. Ces coussinets se déplacent au moyen de vis de réglage en ascension droite et déclinaison.

En braquant sur le miroir une lunette fixe munie d'un réticule, on constitue un appareil qui jouit des mêmes propriétés qu'un équatorial. Il s'ensuit qu'on peut le régler et parfaire graduellement le réglage par les mêmes méthodes astronomiques que pour l'équatorial, avec quelques variantes sur lesquelles il est, ici, inutile d'insister ([1]).

Un appareil équatorial fût-il parfait, les images des étoiles sont néanmoins déviées par la réfraction et les perturbations atmosphériques.

La lunette étant portée par un support fixe indépendant du miroir, il suffit de la munir des vis de rappel nécessaires et de suivre ainsi les étoiles sans toucher au miroir.

([1]) L'autocollimation et la normale au miroir jouent le rôle de la visée directe et de l'axe optique dans le cas d'une lunette d'équatorial.

Pour fixer les idées, j'indiquerai seulement le procédé suivant. Sur une des extrémités de l'axe, on fixe un petit miroir plan auxiliaire *m*. On amène la normale à *m* à coïncider avec l'axe de rotation : cette condition est remplie quand l'image d'un point fixe, vue dans miroir, demeure exactement immobile pendant la rotation. Cela fait, on installe un théodolite de façon que son axe puisse être amené à être parallèle à l'axe des pôles et à viser en même temps le miroir. On agit alors sur les coussinets de manière à faire coïncider la normale à *m* avec l'axe de la lunette.

4. De quelle utilité peut être le cœlostat? Il est certain que la lunette équatoriale remplit les mêmes fonctions, avec l'avantage d'explorer facilement le voisinage du pôle, tandis que cette région serait vue sous une incidence trop oblique dans le miroir du cœlostat. Néanmoins cet appareil semble pouvoir rendre de nouveaux services à l'Astronomie.

En effet, l'équatorial ordinaire est un instrument peu précis : sa lunette, qui pèse plusieurs centaines de kilogrammes, est mobile sur un axe qui est lui-même soutenu en porte-à-faux par l'extrémité d'un second axe incliné qu'entraîne le mouvement d'horlogerie. De là des flexions irrégulières et considérables dont on n'essaye même pas de tenir compte. Les astronomes se résignent à n'employer l'équatorial que comme un moyen commode de maintenir deux astres voisins dans le champ d'une lunette, et à se borner, en fait de mesures, à la mesure de distances relatives exécutées au micromètre oculaire.

Dans le cœlostat, au contraire, le seul organe mobile est un miroir de faible poids; il est fixé à un axe unique, soutenu par les deux bouts, et dont les flexions seront régulières, faibles et peut-être négligeables. Si l'on veut être entièrement rassuré, on peut faire porter l'axe par un demi-coussinet qui le soutiendrait dans toute sa longueur. La flexion serait alors nulle, avantage unique dans un instrument d'Astronomie.

Enfin, le poids de la lunette équatoriale exige l'emploi d'un mouvement d'horlogerie relativement grossier, et dont la denture se déforme par l'usure. De là la nécessité de *suivre* à l'œil, en corrigeant à la main vingt ou trente fois par heure les écarts du mécanisme. La photographie stellaire exige parfois des heures de pose; le réglage à l'œil diminue la commodité de son emploi et la netteté des clichés. Avec un mobile léger, il devient possible d'adopter des moteurs plus délicatement construits.

SUR DES FLAMMES SENSIBLES;

PAR M. E. BOUTY.

1. Les flammes que je vais étudier ne sont pas nouvelles. Elles

ont été décrites par Tyndall (1), sous le nom de *flamme aux voyelles*. Weinhold (2) a observé qu'elles sont particulièrement sensibles aux sons *s*, *ch* et aux voyelles aiguës, et il a indiqué les meilleures conditions pour les obtenir; enfin, toutes les personnes qui se sont occupées des flammes ont dû les rencontrer, au moins accidentellement.


Fig. 1. Fig. 2.



Par un orifice circulaire de 1^{mm} à 2^{mm} de diamètre, percé ou non en mince paroi (3), on laisse échapper le gaz sous une pression de 6^{cm} à 8^{cm} d'eau; la flamme doit avoir de 40^{cm} à 60^{cm} de haut; elle est silencieuse et tranquille (*fig.* 1). Mais si la pression

(1) TYNDALL, *Le son*, p. 258 et suiv. de la traduction française.

(2) WEINHOLD, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, p. 333; *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. XVII, p. 515.

(3) Pour avoir un orifice à mince paroi, j'emploie comme bec une petite éprouvette à dessécher les gaz, mastiquée à sa partie supérieure dans une garniture métallique où s'enchâsse une mince plaque de cuivre. Celle-ci est percée en son centre d'un orifice circulaire par où s'échappe le jet gazeux.

croît au delà d'une certaine limite variable avec les dimensions de l'ouverture et la disposition du tube qui amène le jet, la flamme se met à *ronfler ;* elle se raccourcit et s'épaissit à sa partie supérieure en un panache très brillant et irrégulièrement dentelé audessus d'une sorte de pédoncule dont la base *oa* conserve l'apparence et les propriétés de la base *oa* de la flamme 1 (*fig.* 2).

Observé dans un miroir tournant, le panache de la flamme 2 se résout en bandes irrégulières et plus ou moins tordues, alternativement sombres et brillantes, inclinées dans le sens du mouvement de l'image. Les bandes brillantes se terminent à leur partie inférieure par des filaments grêles et très irréguliers. Le panache est donc constitué par des langues de flamme blanche, formées d'un ou plusieurs filets élémentaires, qui se déplacent autour de l'axe du pédoncule suivant les hasards de la combustion, et dont l'œil ne perçoit que l'enveloppe.

Quand la flamme est prête à ronfler, l'effet d'un son aigu, sifflement, bruit de clefs, etc., même très peu intense, suffit à faire passer la flamme de la forme 1 à la forme 2; elle revient à la forme 1 aussitôt que le bruit cesse. Pour une pression telle que le panache commence à se former de lui-même au sommet de la flamme, l'excitation sonore abaisse et épaissit le panache existant déjà, comme le ferait un accroissement de pression. L'excitation produite par un sifflement peut encore être constatée à plus de 50 mètres de distance.

A l'aide d'une sirène, on constate que la flamme, tout à fait insensible aux sons graves, commence à être impressionnée à partir d'un son d'autant moins aigu que l'orifice est plus large; mais qu'il n'y a pas de limite supérieure à l'acuité des sons susceptibles de l'exciter (1).

2. Quelle est la théorie de ces flammes sensibles? On sait qu'une veine liquide, qu'un jet froid de fumée sont sensibles à certains sons. La flamme n'agit-elle, comme la fumée, qu'en rendant visible la modification de l'équilibre gazeux par des actions

---

(1) On peut envelopper complètement la flamme d'un tube de 3cm à 4cm de diamètre et de 60cm de long. L'excitation sonore persiste avec les mêmes caractères.

proprement mécaniques; ou bien les circonstances *efficaces* pour modifier l'équilibre de nos flammes sont-elles le fait de la combustion? Quel est le résonateur? Est-ce le récipient du gaz muni de l'orifice, est-ce la flamme ou une région déterminée de la flamme? Y a-t-il, à proprement parler, un résonateur? Telles sont les questions à propos desquelles j'ai réalisé les expériences suivantes.

3. J'ai constaté d'abord que la flamme, excitée par un son, ne diffère *en rien* de la flamme amenée à la forme 2 par d'autres moyens. Les principaux procédés que j'ai mis en œuvre sont :

1° L'accroissement de pression.

2° L'emploi d'ajutages cylindriques d'une quinzaine de millimètres de diamètre, que l'on pose au-dessus de l'orifice à mince paroi. Le pédoncule de la flamme, élargi à l'intérieur de l'ajutage, se rétrécit brusquement un peu plus haut, et le panache prend naissance à quelques centimètres au-dessus de l'étranglement.

3° L'insufflation d'une petite quantité d'air par un orifice capillaire situé à l'intérieur de l'orifice principal *o*. Les propriétés de la flamme excitée par un son sont d'ailleurs si analogues à celles de la flamme injectée d'air, qu'on peut utiliser une flamme sensible comme une sorte de lampe à émailleur, et y fondre le verre en sifflant.

Ces trois procédés ne sont assurément pas les seuls qu'on puisse employer. Plus généralement, toute disposition qui tend à faire tourbillonner la flamme, favorise la formation de la flamme 2.

4. Au sein d'une flamme sensible (*fig.* 1), nous distinguerons trois régions : la base *oa*, obscure au centre, franchement bleue à la périphérie et parfaitement tranquille; sa hauteur est de 5^{cm} à 8^{cm}; la région troublée *ab*, où naissent les premiers filaments blancs; la partie supérieure éclairante *bc*.

La région *oa* se comporte comme un simple prolongement de l'orifice; l'excitation sonore ne paraît pas l'atteindre; elle ne modifie en rien ses propriétés.

1° Le débit de l'orifice ne paraît nullement modifié par l'excitation sonore (1).

---

(1) On peut alimenter la flamme par une prise de gaz principale et régler une

2° Si, dans l'axe de la flamme, l'on soutient l'extrémité p tournée vers le bas d'un petit tube de cuivre capillaire pq recourbé en sens contraire à ses deux bouts, on puise ainsi du gaz qui alimente en q une petite flamme. Celle-ci se maintient parfaitement tranquille tant que l'orifice p est dans la région oa. Cet effet ne peut être dû entièrement à l'amortissement produit par les parois du tube pq. Si l'on produit artificiellement des pulsations à l'orifice [1], la flamme q suit le rythme de ces pulsations.

3° Si l'on écrase une petite flamme, alimentée d'une manière indépendante, sur la base de la flamme sensible, on rend la région oa visible dans un miroir tournant; on n'y aperçoit aucune trace de stries. Au contraire, si l'on alimente une flamme à travers l'embouchure d'un tuyau à anche [2], la zone bleue de la flamme, qui paraît tranquille à l'œil, montre dans le miroir tournant et jusqu'au niveau de l'orifice des franges régulières, aussitôt qu'on la rend visible par le contact d'une petite flamme. Cette double expérience est d'une extrême netteté.

4° Si l'on promène une toile métallique ou un corps solide quelconque dans la base oa de la flamme, excitée ou non, il ne se produit en général aucun son. Au contraire, quand un brûleur est alimenté à travers un tuyau à anche, quelles que soient d'ailleurs la forme et les dimensions de la flamme, une toile métallique placée dans la région oa, à n'importe quelle hauteur, chante à l'unisson de l'anche et renforce énergiquement le son produit.

Il faut donc écarter toute interprétation de la sensibilité de ces flammes, qui ferait intervenir une pulsation à l'orifice, une vibration d'amplitude sensible dans la région oa.

5. Les propriétés de la région troublée ab contrastent avec les précédentes.

---

seconde prise de manière qu'elle donne à travers un flacon laveur un petit nombre de bulles que l'on puisse compter. Dans ces conditions, on constate aisément la modification du débit produite, par exemple, par l'inflammation du jet gazeux. Mais l'excitation de la flamme est de nul effet sur le nombre des bulles.

[1] Par exemple, en faisant dégager le gaz, par un tube étroit, à travers un flacon laveur, de manière à obtenir un torrent de bulles.

[2] Il est parfois nécessaire, pour faire parler l'anche, d'avoir un débit de gaz supérieur à celui de la flamme; l'excès de gaz se dégage dans la hotte de la cheminée par un tube supplémentaire.

1° La petite flamme q s'agite, lorsque, l'extrémité p du tube capillaire de cuivre étant au-dessus de a, on vient à exciter la flamme; son agitation est d'autant plus vive qu'on s'élève davantage; bientôt la petite flamme devient plus sensible que la grande, et s'éteint si l'excitation est trop forte (1).

2° Si l'on dirige la pointe d'une petite flamme auxiliaire sur un point de oa, on produit le long de la flamme principale un filet lumineux qui tranche nettement. Quand on excite la flamme, le filament lumineux se tient tranquille jusqu'au niveau a. Au-dessus, il participe visiblement à l'agitation de la flamme.

3° Si, à l'aide d'une toile métallique, l'on supprime toute la région éclairante bc de la flamme, l'excitation n'en persiste pas moins dans la région ab. Une toile métallique ou un corps quelconque plongé dans cette région fait entendre, dès qu'on excite la flamme par n'importe quel procédé, non un son musical, mais un sifflement très énergique et qui persiste en décroissant jusqu'en a, où il s'éteint. Cette expérience permet de fixer assez exactement la limite de la région oa.

4° Une petite flamme mise en contact avec la flamme excitée commence à s'agiter en a. Au-dessus de ce point, on peut l'écarter du contact; elle continue à être troublée, dénotant une agitation de l'air, qui s'étend d'autant plus loin qu'on s'élève davantage au-dessus de a. L'air est, au contraire, parfaitement tranquille autour de oa.

Rien d'essentiel n'est changé aux phénomènes si l'on modifie la longueur du tube amenant le gaz, ou si l'on emploie des orifices de forme irrégulière; avec ces derniers, qui favorisent en général les tourbillonnements, la flamme a seulement plus de tendance à ronfler.

6. Un cas fait exception : c'est celui où la flamme rend d'elle-

(1) On n'obtient de flamme en q que si l'extrémité p se trouve dans des régions où il existe du gaz combustible; on ne peut donc explorer ainsi ni la périphérie, ni la partie supérieure de la flamme.

On tourne la difficulté en substituant au tube pq un tube plus long, alimenté par une source indépendante et percé vers son milieu et à sa partie inférieure d'un petit trou qu'on place dans telle région de la flamme que l'on veut. Suivant que cette région est calme ou agitée, la flamme q est elle-même tranquille ou troublée.

même un son musical. La production de telles flammes est très capricieuse; j'ai réussi à en obtenir plusieurs à l'aide de tubes recourbés ou renflés périodiquement de manière à favoriser des pulsations régulières du gaz.

Ces flammes jouissent de propriétés spéciales :

1° Le jet de gaz non enflammé peut rendre le même son que la flamme. On observe, au contraire, que le sifflement plus ou moins fort d'un jet de gaz ordinaire disparaît dès qu'on l'enflamme ([1]).

2° La flamme chantante prend habituellement un aspect fusiforme, que l'on retrouve aussi dans une flamme alimentée à travers un tuyau à anche; mais cet aspect se distingue nettement de celui de nos flammes excitées.

3° La flamme, rendue éclairante à sa base, montre très nettement, dans un miroir tournant, des stries qui s'étendent jusqu'au voisinage de l'orifice.

4° Une toile métallique ou un corps solide, plongé dans la région obscure de la flamme, renforce énergiquement le son. En général, le renforcement est presque nul au voisinage de l'orifice ou vers la base de la partie éclairante; il est maximum en un point intermédiaire situé dans l'espace obscur. Il faut donc comparer cette région de la flamme à un vrai tuyau sonore. On s'explique d'ailleurs qu'il soit assez difficile de réaliser une flamme chantante, puisqu'il doit exister une relation déterminée entre les dimensions du tube et celles de la flamme pour que l'une et l'autre admettent un harmonique commun.

5° Fréquemment le tube et la flamme sont susceptibles de produire presque indifféremment plusieurs harmoniques; alors le son, plus ou moins pur, hésite pour ainsi dire entre ces divers harmoniques et saute brusquement de l'un à l'autre; la forme de la partie inférieure de la flamme éprouve des modifications correspondantes, qui permettent de mesurer grossièrement la longueur d'onde.

Dans ce cas aussi, l'introduction de la toile métallique peut suf-

---

([1]) Ce seul fait tend déjà à écarter une explication proposée par Tyndall, et d'après laquelle les sons auxquels une flamme est sensible sont ceux qu'elle rend en frottant contre l'orifice d'émission.

fire à déterminer le changement d'harmonique, en produisant un nœud au point où elle se trouve : suivant qu'on la place vers la base de la partie éclairante ou au milieu de l'espace obscur, on obtient deux sons à l'octave aiguë l'un de l'autre.

Il est remarquable que l'orifice est toujours un nœud, comme l'embouchure d'un hautbois ou d'une clarinette.

6° Les phénomènes de la combustion troublent et compliquent les phénomènes réguliers dont la partie éclairante d'une flamme chantante est le siège. Il semble que cette partie éclairante ait une tendance à vibrer à l'unisson de la base de la flamme, formant au-dessus comme une deuxième concamération fusiforme, beaucoup plus longue que la première, puisque la température y est beaucoup plus élevée; mais la toile métallique placée dans cette région ne fait entendre le plus souvent qu'un bruit confus, dans lequel le siflement ou le ronflement prédominent.

7° Quand on produit, au voisinage d'une flamme chantante, le son qu'elle est apte à donner d'elle-même, elle renforce ce son, comme on devait s'y attendre. Suivant ses dimensions et la pression du gaz, les autres sons ou bien la laissent tout à fait indifférente, ou l'excitent à la manière des flammes sensibles que nous avons étudiées. Par exemple, une flamme rendant un son très aigu pourra être excitée à la façon de nos flammes sensibles pour des sons d'une acuité modérée : alors elle siffle et forme le panache; mais elle chante et devient fusiforme aussitôt que le son produit se rapproche suffisamment du son propre de la flamme.

7. Les expériences qui précèdent nous montrent la flamme chantante sous l'aspect d'un véritable résonateur; mais, en même temps, elles excluent toute explication analogue étendue aux flammes sensibles silencieuses ou ronflantes dont nous avons décrit les propriétés toutes différentes et souvent opposées. *Nous devons demander l'explication de ces propriétés aux phénomènes propres de la combustion.*

Nous admettrons :

1° Que dans une flamme sensible, prête à ronfler, il y a une région à partir de laquelle le mélange de gaz et d'air se fait d'une manière irrégulière. Des portions très petites de mélange inflam-

mable peuvent ainsi échapper à la combustion immédiate, et s'enflammer plus haut ou ne pas s'enflammer du tout.

Nous admettrons encore :

2° Que la production d'un son facilite l'explosion d'un mélange, si la période du son est suffisamment voisine de celle du bruit explosif.

La première de ces deux propositions se justifie par l'apparence même des flammes sensibles. On voit fréquemment, avec de larges orifices, des filets lumineux prendre naissance au-dessus de *ab*, à des hauteurs arbitraires, en dehors de l'enveloppe principale de la flamme.

Les conditions qui, en dehors de l'excitation sonore ([1]), font passer la flamme de la forme 1 à la forme 2, agissent toutes pour faciliter les mélanges irréguliers :

1° L'accroissement de pression augmente la vitesse axiale du courant gazeux et favorise ainsi le tourbillonnement de la flamme.

2° L'effet d'un ajutage très large est d'épaissir la flamme à sa base, à l'intérieur de l'ajutage, et d'incurver les filets gazeux, qui tendent à s'entre-croiser dans la région étranglée, au-dessus de l'ajutage.

3° L'insufflation d'air par un orifice, toujours plus ou moins excentré par rapport à l'orifice principal, agit à la fois en provoquant le tourbillonnement et en apportant le deuxième élément du mélange. C'est donc le plus efficace des trois procédés que nous avons indiqués.

8. Si l'on admet notre seconde hypothèse, on arrivera à prévoir ce résultat de l'observation, qu'il n'y a pas de limite supérieure à l'acuité des sons susceptibles d'exciter une flamme donnée. Le son produit par la détonation d'un mélange explosif est, en effet, d'autant plus aigu que la masse du mélange est plus petite, et il n'y a pas de limite à la petitesse des masses de gaz mêlées accidentellement dans la flamme. Au contraire, la présence de grandes masses de gaz ayant échappé à la combustion est impossible et il en résulte une limite inférieure pour l'acuité, limite d'autant plus

---

([1]) *Voir* ci-dessus § 3, p. 404.

basse que la pression du gaz est plus faible et l'orifice d'émission plus large.

On constate en effet que, pour un même orifice, la limite inférieure de l'acuité des sons qui impressionnent la flamme s'abaisse quand la pression s'élève, et que, pour une même pression, elle est plus basse avec les orifices larges.

On s'attendrait sans doute, d'après cela, à ce qu'une flamme sensible rendît exactement le son musical qui l'excite. Mais il faut remarquer que, s'il favorise les détonations de même période, chacune de celles-ci, en déformant arbitrairement la flamme, produit des mélanges dont le volume et, par suite, la période explosive sont indéterminés. Le son musical renforcé se perdra donc dans le sifflement général de la flamme.

L'expérience montre d'ailleurs que ce sifflement, surtout quand on le renforce par une toile métallique, est éminemment propre à exciter une flamme sensible voisine, ainsi qu'il fallait s'y attendre.

9. En résumé, une flamme sensible de l'espèce de celles que nous avons décrites n'est comparable à un résonateur fixe ni dans son ensemble, ni dans aucune de ses parties. On ne peut admettre avec Tyndall ([1]) qu'elle doit ses propriétés à la production d'un son développé par le frottement de la veine gazeuse sur l'orifice ([2]). L'exemple des flammes chantantes, qui sont bien des résonateurs, mais dont les propriétés s'opposent à celles des flammes sensibles, met ces hypothèses à néant.

La flamme sensible que j'ai étudiée doit ses propriétés à une véritable ceinture de détonateurs, de positions et de périodes arbitraires et continuellement variables entre certaines limites. Les autres causes qui peuvent agir sur les flammes sont, non pas abolies, mais habituellement masquées par l'effet largement prédominant de ces détonateurs propres à la flamme. L'influence de ces causes ne se révèle donc que dans des cas très particuliers, comme nous l'avons vu par l'exemple si curieux des flammes à la fois chantantes et sensibles.

([1]) *Le Son*, p. 261 et suiv.

([2]) Rappelons que les orifices percés en mince paroi se comportent absolument comme les orifices terminaux de tubes effilés à la lampe.

On remarquera que notre théorie des flammes sensibles offre des rapports très étroits avec celle que l'on invoque d'ordinaire pour expliquer l'harmonica chimique.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DISPERSION ET DE LA RÉFRACTION DES GAZ;

Par M. F. PERREAU.

M. A. Michelson a pu comparer au mètre les longueurs d'ondes lumineuses. D'après ses expériences, il y a 1553164 ondes de la lumière rouge du cadmium, dans un mètre d'air à 15° C. et sous la pression de $0^m,76$ de mercure.

Ce nombre est donné à $\frac{1}{2}$ onde près, c'est-à-dire à $\frac{1}{3000000}$ près de sa valeur.

Pour faire la réduction au vide, la connaissance du rapport $\frac{\lambda \text{ vide}}{\lambda \text{ air}} = n$, indice de réfraction de l'air pour la radiation considérée, s'impose avec une approximation égale.

On se trouve ainsi amené à déterminer :

1° La réfraction $n - 1$ de l'air pour une radiation, D_1 par exemple, à $\frac{1}{1000}$ près, puisque $n - 1$ est environ égal à 3×10^{-4};

2° Le rapport des réfractions $\frac{n' - n}{n - 1} = R$ correspondantes à deux radiations λ' et λ ou encore la dispersion $d = \frac{n' - 1}{n - 1} = R - 1$.

La connaissance de R ou de d présente en outre un grand intérêt en elle-même puisqu'elle permet de soumettre au contrôle de l'expérience les différentes théories que l'on peut proposer pour expliquer la marche de la lumière dans un milieu pondérable.

J'ai effectué ces déterminations pour l'air, l'hydrogène, l'oxyde de carbone et l'acide carbonique.

La méthode employée est celle des interférences.

---

(1) Extrait d'un Mémoire plus étendu qui paraîtra dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

L'image du charbon positif d'une lampe à arc est projetée sur la fente d'un collimateur. Le faisceau de lumière blanche parallèle qui en sort, limité par une fente d'ouverture variable de 2^{mm} environ, tombe sous l'incidence de 45° sur une première glace Jamin. Les deux faisceaux, provenant de la réflexion sur les surfaces antérieure et extérieure, ont leurs axes distants de 2^{cm} et cheminent parallèlement en traversant deux tubes à gaz de 2002^{mm} de longueur placés côte à côte. A la sortie, les deux faisceaux tombent sur la deuxième glace Jamin qui les fait coïncider.

Les deux tubes, soudés sur toute leur longueur, sont fermés à leurs extrémités par deux plaques de verre de 1^{cm} d'épaisseur qui les isolent de l'extérieur et l'un de l'autre.

L'ensemble de ces deux tubes est placé au milieu d'une cuve métallique de même longueur remplie d'eau dont la température est donnée par plusieurs thermomètres.

Les deux tubes à gaz sont en communication avec les deux branches d'un manomètre différeneiel et l'un d'eux avec un manomètre à air libre.

Au moyen d'un robinet à trois voies, on peut faire écouler du gaz de l'un ou de l'autre des deux tubes. Grâce à plusieurs communications munies de robinets, on peut faire le vide dans ces tubes, y faire circuler un courant de gaz sec, les remplir de gaz à des pressions différentes.

On produit d'abord les franges Jamin horizontales à la manière ordinaire, puis, redressant l'une des glaces, on élargit les franges jusqu'à avoir une teinte plate.

Les deux glaces sont alors rigoureusement parallèles.

Si l'on fait tourner l'une d'elles autour d'un axe vertical, on produit une différence de marche sur les deux faisceaux par suite de l'inégalité d'épaisseur de verre traversée et des franges colorées verticales apparaissent. En continuant à tourner la glace, la différence de marche augmente, les franges colorées se déplacent, disparaissent du champ éclairé alors par de la lumière blanche d'ordre supérieur.

On l'analyse avec un spectroscope à la manière de MM. Fizeau et Foucault.

Le spectre cannelé existe, que le retard ait lieu sur l'un ou l'autre des deux faisceaux. On dispose à l'origine les glaces Jamin de

manière que la différence de marche soit nulle lorsque la même pression règne dans les deux tubes : on n'a alors pas de franges dans le spectre.

On produit un excès de pression p dans l'un des tubes : le spectre cannelé apparaît. On compte le nombre m de franges qui existent entre les deux points λ et λ' du spectre. On fait diminuer la pression dans ce tube d'une façon continue et lente; la différence de marche diminue, devient nulle, puis change de signe; les franges marchent d'abord vers le violet en s'élargissant, puis vers le rouge en se rétrécissant. On arrête l'écoulement du gaz lorsque le spectre cannelé a repris sensiblement le même aspect qu'au début.

La différence de pression entre les deux tubes est maintenant p' en sens contraire de p, de sorte que la pression a varié dans l'un des tubes de $p+p'$, en supposant qu'elle soit restée constante dans l'autre.

On compte le nombre m_1 de franges qui existent à la fin entre les deux points λ et λ' du spectre.

On a compté le nombre f de franges qui ont passé, dans cette opération, au point λ du spectre.

Le nombre f' correspondant au point λ' est donné par

$$f' = f + m + m_1.$$

En appelant n et n' les indices du gaz au début de l'expérience pour les radiations λ et λ' et ν et ν' les indices à la fin, on a

$$(n - \nu)e = f\lambda,$$
$$(n' - \nu')e = f'\lambda'.$$

La connaissance de f et de f' donne le rapport

$$\frac{n-\nu}{n'-\nu'}$$

et, par suite, le rapport

$$R = \frac{n-1}{n'-1}.$$

Pour les gaz, on peut écrire

$$n - 1 = \gamma H(1 + \beta H),$$
$$(n-1)_0 = (n-1)_t(1 + \alpha t),$$

γ et β étant deux coefficients constants et α le coefficient de dilatation du gaz.

La détermination de e permettra, en tenant compte de ces relations, d'obtenir, pour la radiation λ, la réfraction absolue $n-1$ du gaz à la température de $0°$ et sous la pression de 76^{cm} de mercure.

En faisant éclater, devant la fente du collimateur du spectroscope, une étincelle d'induction entre deux fils de cadmium, on a obtenu, dans le spectre, les points de repère suivants :

	Longueur d'onde dans l'air d'après Rowland.
1	$0^{\mu},6438$
2 D_1	0,5896
3	0,5378
4	0,5085
5	0,4800
6	0,4677

On a pris les plus grandes précautions pour opérer sur des gaz purs et secs.

L'air était dépouillé de l'acide carbonique et soigneusement desséché.

L'hydrogène était préparé par l'électrolyse d'une solution aqueuse de potasse, passait sur de la mousse de platine chauffée et sur de la potasse récemment fondue.

L'oxyde de carbone était obtenu en chauffant une dissolution chlorhydrique de sous-chlorure de cuivre saturée de ce gaz. Il était ensuite lavé et desséché.

L'acide carbonique, préparé par l'action de l'acide chlorhydrique sur le marbre, était lavé et desséché.

Voici le Tableau des résultats obtenus :

	Radiations.	Réfraction à 0° sous la pression de 0m,76 de mercure. $1000(n-1)$.	Rapport des réfractions $R=\frac{n'-1}{n-1}$.	Dispersion $d=\frac{n'-n}{n-1}$.
Air	1	»	0,9971	−0,0029
	2 D_1	0,2926	1	»
	3	»	1,0030	+0,0030
	4	»	1,0054	0,0054
	5	»	1,0084	0,0084
	6	»	1,0091	0,0091
Hydrogène	1	»	0,9961	−0,0039
	2 D_1	0,1390	1	»
	3	»	1,0042	+0,0042
	4	»	1,0075	0,0075
	5	»	1,0114	0,0114
	6	»	1,0130	0,0130
Oxyde de carbone	1	»	0,9959	−0,0041
	2 D_1	0,3342	1	»
	3	»	1,0045	+0,0045
	4	»	1,0079	0,0079
	5	»	1,0121	0,0121
	6	»	1,0137	0,0137
Acide carbonique	1	»	0,9966	−0,0034
	2 D_1	0,4502	1	»
	3	»	1,0035	+0,0035
	4	»	1,0062	0,0062
	5	»	1,0094	0,0094
	6	»	1,0106	0,0106

On pointait les franges en bissectant la bande noire par le fil du réticule de l'oculaire de la lunette du spectroscope avec une erreur moindre que le $\frac{1}{10}$ de la distance de deux franges consécutives.

Le nombre f de franges compté directement était toujours voisin de 1000.

Il en résulte que dans R et dans d le quatrième chiffre décimal est connu à moins de quatre unités près. L'erreur relative sur R est donc plus petite que $\frac{4}{10000}$. Par suite, si l'on connaît $n-1$ à $\frac{1}{1000}$ près, on aura $n'-1$ avec la même précision.

Dans mes expériences, $n-1$ pour l'air est la valeur moyenne de six nombres différents entre eux de moins de $\frac{1}{1000}$.

Sans y attacher aucune importance théorique et sans examiner

si l'on a le droit d'écrire

$$n - 1 = a\left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right),$$

on peut chercher si, avec des valeurs convenables des coefficients, cette formule peut représenter les résultats des expériences.

Cela n'a lieu que pour les radiations plus réfrangibles que D_1. On a déterminé b par la relation

$$d = b\,\frac{\frac{1}{\lambda'^2} - \frac{1}{\lambda^2}}{1 + \frac{b}{\lambda^2}}$$

et obtenu les nombres suivants :

	Air.	Hydrogène.	Oxyde de carbone.	Acide carbonique.
b......	0,0056	0,0077	0,0082	0,0064

Il semble n'y avoir aucun lien entre la dispersion des gaz étudiés et leur réfraction ou leur densité.

Cette conséquence fait penser qu'une théorie complète de l'influence de la matière pondérable sur les vibrations des molécules d'éther est bien difficile à édifier.

PROPRIÉTÉS GÉOMÉTRIQUES DES VIBRATIONS ELLIPTIQUES;

PAR M. A. COTTON.

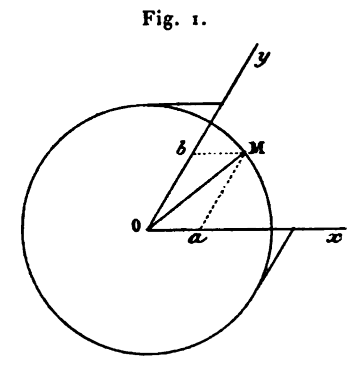
Une vibration elliptique peut être décomposée, d'une infinité de façons, en deux vibrations rectilignes. Il existe entre ces deux composantes une certaine différence de phase, et leurs amplitudes sont en général différentes.

Je me propose de montrer qu'il existe une représentation géométrique simple : 1° de la différence de phase; 2° du rapport des amplitudes, et de m'en servir pour établir sans calcul quelques propriétés de ces deux quantités.

I. *Représentation géométrique de la différenee de phase.* — Considérons d'abord une vibration circulaire (*fig.* 1). On sait

qu'une vibration circulaire d'amplitude a peut être décomposée en deux vibrations rectilignes dirigées suivant les directions Ox, Oy qui font un angle θ, et entre lesquelles existe une différence de phase égale à $\pi - \theta$. Ces deux composantes ont la même amplitude $\frac{a}{\sin\theta}$.

Fig. 1.



Soit, en effet, OM le vecteur qui représente l'élongation à l'instant t. Ce vecteur fait avec Ox un angle qui peut être représenté par ωt; il peut être décomposé en deux vecteurs $Oa = x$, $Ob = y$, et le triangle Oab nous donne

$$\frac{x}{\sin(\theta - \omega t)} = \frac{y}{\sin \omega t} = \frac{a}{\sin\theta}$$

ou

$$x = \frac{a}{\sin\theta} \sin(\omega t + \pi - \theta),$$

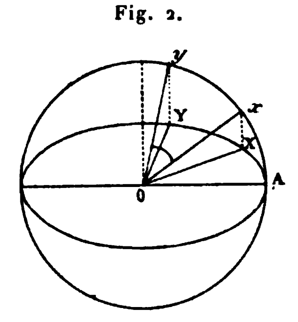
$$y = \frac{a}{\sin\theta} \sin \omega t.$$

Les deux vibrations composantes ont donc bien la différence de phase $\pi - \theta$, et l'amplitude commune $\frac{a}{\sin\theta}$, que l'on obtient, d'ailleurs, en menant au cercle les tangentes parallèles aux axes.

Soit maintenant une vibration elliptique (*fig.* 2), dont OA est le grand axe. On peut la considérer comme la projection d'une vibration circulaire, dont OA est le diamètre, ou bien comme formée de deux vibrations rectilignes suivant OX, OY, qui sont les projections des deux composantes de la vibration circulaire dirigées suivant Ox, Oy.

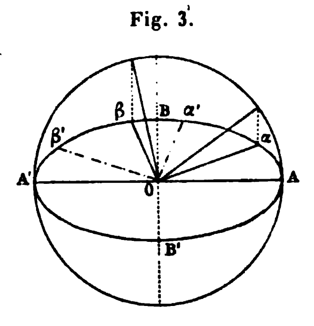
L'angle représentant la différence de phase entre deux composantes quelconques d'une vibration elliptique est donc le supplément de l'angle des deux rayons correspondants du cercle.

Fig. 2.



Cette représentation géométrique permet de voir comment varie cette différence de phase, dans le cas de deux composantes rectangulaires Oα, Oβ, lorsque la direction Oα change (*fig.* 3). C'est

Fig. 3.



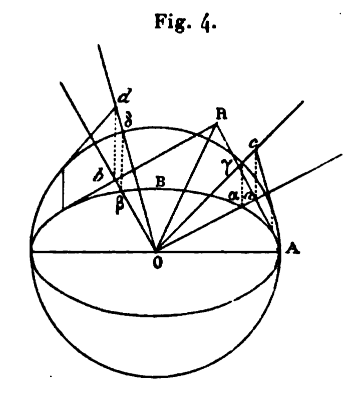
d'abord un angle droit lorsque α est en A; cet angle est obtus lorsque α est entre A et B, et il redevient un angle droit lorsque α est en β. Il a passé par un maximum dans l'intervalle, lorsque Oα est à 45° des axes, car on obtient le même angle pour deux positions de Oα symétriques par rapport à cette direction particulière. En faisant la construction dans ce cas, on trouve immédiatement que, si Φ désigne la valeur maximum de la différence de phase, tang $\frac{\Phi}{2}$ est égal au rapport des axes. Si l'on circonscrit à l'ellipse un rectangle parallèle aux axes, l'angle obtus des deux diagonales représente la valeur maximum; l'angle aigu, la

valeur minimum de la différence de phase entre deux composantes rectangulaires.

Lorsque α se déplace entre B et A′, la différence de phase est représentée par des angles aigus supplémentaires des angles obtenus précédemment.

II. *Rapport des amplitudes de deux composantes quelconques.* — On obtient facilement les amplitudes des deux composantes en construisant les deux composantes correspondantes de la vibration circulaire et en projetant (*fig.* 4). On

Fig. 4.



obtient ainsi les segments O*a*, O*b*; ils sont déterminés aussi par les tangentes menées à l'ellipse parallèlement aux deux composantes.

Si l'on ne veut que le rapport des deux amplitudes, cette construction est inutile : *il est égal au rapport des rayons vecteurs* $O\alpha$, $O\beta$ *de l'ellipse.* Les deux composantes O*c*, O*d* étant égales, il suffit en effet, pour avoir le rapport de leurs projections, de projeter deux longueurs égales quelconques prises sur ces deux directions, par exemple, les deux rayons $O\gamma$, $O\delta$.

En particulier, si l'on considère deux composantes rectangulaires, et si l'on fait varier comme précédemment la direction $O\alpha$, on voit que le rapport des amplitudes, égal à $\frac{O\beta}{O\alpha}$, passe par un minimum lorsque α est en A, par un maximum lorsque α est en B, et qu'il est égal à 1 pour les directions à 45° des axes.

Si l'on compense la différence de phase existant entre les deux

composantes rectangulaires Oa, Ob d'une vibration elliptique, la vibration rectiligne OR fait avec Oa un angle ρ dont la tangente est le rapport des amplitudes $\frac{Ob}{Oa} = \frac{b}{a}$. Cet angle est relié à la différence de phase φ par une relation très simple : *le produit* $\sin 2\rho \sin\varphi$ *est constant.*

Pour l'établir, écrivons que la surface du triangle Oab est égale à celle du triangle Ocd, multipliée par le rapport $\frac{B}{A}$ des axes de l'ellipse. D'après ce qu'on a vu pour une vibration circulaire, l'angle cOd est égal à $\pi - \varphi$, et l'on a

$$Oc = Od = \frac{A}{\sin\varphi};$$

la surface de Ocd est donc

$$\frac{1}{2}\frac{A^2}{\sin^2\varphi}\sin\varphi = \frac{A^2}{2\sin\varphi}$$

et l'on peut écrire

$$ab = \frac{B}{A}\frac{A^2}{2\sin\varphi}$$

ou

$$ab\sin\varphi = AB.$$

D'autre part, on a

$$a^2 + b^2 = A^2 + B^2,$$

puisque ce sont là deux expressions représentant l'intensité. En divisant ces deux relations membre à membre et remarquant que $\tan\varphi = \frac{b}{a}$, on a

$$\sin 2\rho \sin\varphi = \frac{2AB}{A^2 + B^2} = \text{const.}$$

SUR L'EMPLOI DU GALVANOMÈTRE BALISTIQUE DANS LE CAS OU LA PERCUSSION N'EST PAS RIGOUREUSEMENT INSTANTANÉE;

Par M. Pierre WEISS.

Quand on emploie le galvanomètre balistique à mesurer la différence entre deux inductions mutuelles, les deux forces élec-

tromotrices instantanées ne se produisent pas exactement au même moment toutes les fois que les courants de Foucault, dans des masses métalliques voisines, ralentissent inégalement les deux inductions opposées. L'aiguille part alors avec la vitesse correspondant à l'une des percussions et parcourt un chemin qui peut être appréciable jusqu'au moment où la percussion opposée vient réduire sa vitesse à une valeur beaucoup plus faible.

Or, la théorie du galvanomètre balistique suppose que l'aiguille reste dans sa position d'équilibre pendant toute la durée de la percussion. Il y a donc lieu d'examiner quelle erreur on commet quand on n'observe pas rigoureusement cette condition. Il semble, à première vue, qu'elle puisse être notable, quand chacune des percussions est beaucoup plus grande que la différence à mesurer et que le galvanomètre est fortement amorti.

Je me suis assuré, par quelques expériences, que l'impulsion observée était la même, quand les forces électromotrices opposées, obtenues par deux systèmes de bobines inductrices et induites, étaient simultanées et quand on retardait visiblement l'une d'elles en plaçant un noyau de cuivre dans l'un des systèmes de bobines. Je me propose de montrer ici que, si le chemin parcouru par l'aiguille entre les deux percussions est infiniment petit du premier ordre par rapport à l'amplitude observée, celle-ci mesure la différence des percussions à un infiniment petit du second ordre près. La démonstration de cette proposition se fait très simplement par la méthode géométrique que M. A. Cornu [1] a employée pour l'étude des mouvements oscillatoires.

1. Supposons d'abord un mouvement oscillatoire non amorti. Le chemin, parcouru après le temps t, est représenté par

$$e = \mathrm{E} \sin \omega t,$$

et la vitesse par

$$v = \mathrm{E} \cos \omega t.$$

Si l'on considère un point décrivant une circonférence d'un mouvement uniforme, les coordonnées de ce point rapporté à

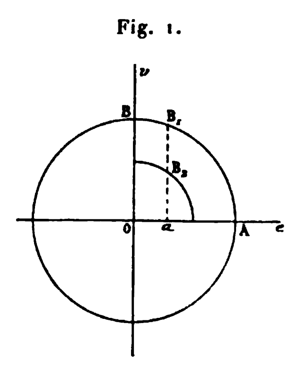
---

[1] A. Cornu, *La synchronisation électromagnétique* (*Bulletin de la Société internat. des Électriciens*, t. XI, p. 157; 1894).

deux diamètres rectangulaires fixes sont proportionnelles l'une au chemin parcouru, l'autre à la vitesse. Les circonférences concentriques à la première représentent tous les mouvements possibles du système, et pour déduire des conditions initiales celle qui convient à chaque cas particulier, il suffira d'en déterminer un point en portant en abscisse le chemin parcouru initial et en ordonnée la vitesse initiale. Si l'on remarque, en outre, qu'une percussion donnée produit toujours un même accroissement de vitesse, quel que soit l'état de mouvement ou de repos du système la construction suivante donnera le mouvement résultant de deux percussions successives.

Portons en OB (*fig.* 1) la vitesse que donne la première per-

Fig. 1.



cussion. Quand le système a parcouru l'espace infiniment petit Oa, et que le point figuratif est en B_1, la deuxième percussion a lieu. Portons en $B_1 B_2$ la variation de vitesse qui lui correspond. L'amplitude du mouvement résultant est alors le rayon du cercle passant par B_2. Elle ne diffère que d'un infiniment petit du second ordre de l'amplitude du mouvement que prendrait le système partant de l'origine avec la différence des vitesses OB — $B_1 B_2$.

II. Supposons maintenant le système oscillant amorti, l'espace parcouru peut être représenté par

$$e = \mathrm{E}e^{-\alpha t} \sin \omega t,$$

et la vitesse est alors

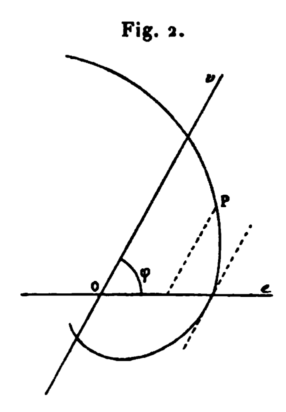
$$v = \mathrm{E}e^{-\alpha t}(\omega \cos \omega t - \alpha \sin \omega t),$$

ou, en posant $\tang \varphi = \frac{\omega}{\alpha}$,

$$v = E\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}\, e^{-\alpha t} \sin(\varphi - \omega t).$$

Si l'on considère un rayon vecteur tournant autour de l'origine avec une vitesse angulaire constante ω, et sur ce rayon un point P (*fig.* 2), dont les distances à l'origine sont proportionnelles à

Fig. 2.



$e^{-\alpha t}$, ce point décrit une spirale logarithmique, dont l'angle caractéristique est φ.

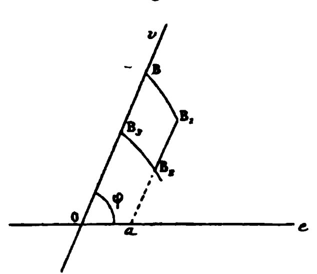
Les coordonnées de ce point, rapporté à deux rayons vecteurs fixes faisant entre eux l'angle caractéristique, sont proportionnelles, l'une au déplacement, l'autre à la vitesse.

L'ensemble des spirales logarithmiques de pôle O et de même angle caractéristique représente alors tous les mouvements possibles du système. Il suffit de déterminer, comme précédemment, par les conditions initiales, sur quelle spirale se meut le point figuratif pour en déduire l'élongation maxima.

Faisons la construction dans le cas de deux percussions successives. Portons sur l'axe des vitesses Ov (*fig.* 3) une longueur OB égale à la vitesse donnée par la première percussion; l'espace parcouru à ce moment est nul et le point figuratif est en B. Il part de B en suivant la spirale logarithmique passant par ce point. La deuxième percussion se produit au moment où l'espace parcouru a la valeur infiniment petite Oa et où le point figuratif se trouve en B_1. Portons en $B_1 B_2$ la variation de vitesse correspondant à cette

deuxième percussion. La spirale logarithmique, passant par B_2, représente le mouvement résultant. Elle coupe l'axe des vitesses en B_3 et la figure $BB_1B_2B_3$ est un parallélogramme, puisque toutes les spirales coupent leurs rayons vecteurs sous le même angle φ. BB_3 ne diffère donc de B_1B_2 que d'un infiniment petit

Fig. 3.



du second ordre. OB_3 représente donc, au même degré d'approximation, la différence des vitesses correspondant aux deux percussions. La spirale logarithmique, qui représente le mouvement résultant, coïncide donc, à des infiniment petits du second ordre près, avec celle que l'on aurait construite en supposant les deux percussions simultanées.

Cette démonstration ne suppose rien sur la valeur du rapport de l'une des deux percussions à leur différence et reste valable sans changement, quand ce rapport est très grand.

Au contraire, dans le cas où le déplacement brusque entre les deux percussions est comparable à l'amplitude observée, la construction montre que l'amplitude ne mesure plus leur différence.

Il resterait à examiner le cas où l'amortissement est égal ou supérieur à la valeur critique pour laquelle le mouvement est apériodique. Le résultat est le même et la démonstration se fait d'une manière analogue.

K. SCHREBER. — Zur Theorie des Capillarelectrometers (Sur la théorie de l'électromètre capillaire); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 108; 1894.

M. Schreber constate que la formule qui lie à la différence de

potentiel des deux mercures de l'électromètre capillaire la pression nécessaire pour ramener le ménisque au zéro de l'instrument n'est pas rigoureusement parabolique. Il remarque aussi que les phénomènes dont l'électromètre capillaire est le siège ne sont pas réversibles, la quantité d'électricité absorbée pendant la charge étant supérieure à celle qui est restituée par la décharge. Il essaye toutefois de déterminer *a priori* la nature de la relation entre la pression et la différence de potentiel, mais en faisant abstraction des phénomènes irréversibles.

M. Schreber obtient la relation cherchée en écrivant : 1° qu'à partir de l'équilibre, la somme des travaux virtuels correspondant à une modification infiniment petite de la différence de potentiel et de la surface du ménisque est nulle ; 2° que pour une variation infiniment petite du potentiel à surface constante, la somme du travail électrique et du travail osmotique, correspondant à la modification de nature de la surface, est nulle. Ce travail osmotique se calcule lui-même, grâce à la relation de M. Van t'Hoff. Désignons par T la tension superficielle, par φ la différence de potentiel au contact du mercure et de l'eau acidulée, par A et B deux constantes.

On doit avoir, d'après M. Schreber,

$$\frac{dT}{d\varphi} + A\varphi e^{B\varphi} = 0;$$

d'où, en désignant par T_0 la valeur maximum de T correspondant à $\varphi = 0$,

$$T_m - T = \frac{A}{B^2}(B\varphi e^{B\varphi} - e^{B\varphi} + 1).$$

L'expérience paraît vérifier cette formule. E. Bouty.

G. MEYER. — Capillarelectrometer und Tropfelelectroden (Électromètre capillaire et électrodes à gouttes); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 845; 1894.

Quelques-unes des expériences de M. G. Meyer ont été réalisées par une méthode de Lord Rayleigh [1], consistant à laisser

---

[1] *Proceed. of the Royal Society*, t. XLVII, p. 281; 1890.

écouler par une ouverture elliptique un filet de mercure pur ou d'un amalgame au sein d'une dissolution électrolytique.

Les vibrations du filet, sous l'influence de la tension superficielle, divisent celui-ci en une série de concamérations : la distance de deux nœuds consécutifs varie en raison inverse de la racine carrée de la tension superficielle.

D'après l'auteur, les résultats obtenus confirment et étendent l'interprétation des phénomènes électrocapillaires proposée d'abord par M. Warburg (¹) et complètent ses recherches précédentes (²). Voici les nouvelles conclusions de M. Meyer.

1. La tension superficielle du mercure et de quelques amalgames, par rapport aux dissolutions salines, est diminuée par l'addition d'une dissolution d'un sel de mercure ou du métal contenu dans l'amalgame (*a*).

Pour d'autres amalgames, l'addition d'un sel du métal dissous est sans effet (*b*).

2. La courbe construite en prenant pour abscisses les différences de potentiel et pour ordonnées les tensions superficielles présente une branche ascendante quand le mercure est polarisé cathodiquement, pourvu que la constante capillaire soit diminuée par l'addition du sel métallique (*a*). Cette branche ascendante fait défaut dans tous les cas où l'addition du sel métallique est sans effet (*b*).

3. La branche descendante de la courbe des tensions superficielles du mercure se produit par la formation d'amalgames quand le mercure est polarisé cathodiquement dans une dissolution dont le métal est susceptible de donner un amalgame et que l'amalgame possède une tension superficielle inférieure à la valeur maximum de la tension superficielle du mercure. Les propriétés de la branche ascendante dans les acides sulfurique et chlorhydrique rendent vraisemblable l'hypothèse qui attribue à une action chimique la variation de la tension superficielle, sans fixer la nature de cette action chimique.

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. IX, p. 102, et t. X, p. 545.
(²) *Ibid.*, 3ᵉ série, t. III, p. 76.

4. La diminution de la tension superficielle produite par une polarisation anodique provient, dans le cas *a*, de la production d'une nouvelle quantité de sel de mercure ou de sel métallique; dans le cas *b*, de la dissolution du métal existant dans la couche superficielle de l'amalgame et de l'électrolyte, le mercure ayant une tension superficielle plus faible que l'amalgame.

5. La différence de potentiel entre deux électrodes à gouttes change avec la composition chimique de l'électrolyte.

E. BOUTY.

O. WIEDEBURG. — Ueber die Gesetze der galvanischen Polarisation und Electrolyse (Sur les lois de la polarisation galvanique et de l'électrolyse); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 302; 1894.

Die Gesetze der Oberflächenspannung von polarisirten Quecksilber (Lois de la tension superficielle du mercure polarisé); *Ibid.*, t. LIV, p. 64; 1895.

1. L'hypothèse fondamentale de M. Wiedeburg, c'est qu'une partie seulement des ions transportés à la surface des électrodes prend part d'une manière normale à la polarisation, le reste se trouvant neutralisé et perdant ainsi le caractère d'ion. M. Wiedeburg ne s'explique pas davantage sur le mécanisme de cette neutralisation : il me semble qu'il revient au même de dire, comme l'a fait d'abord M. Berthelot, qu'il y a toujours électrolyse partielle, et c'est aussi la conclusion à laquelle je me suis arrêté dans mon Mémoire sur les capacités de polarisation (¹).

M. Wiedeburg suppose que, normalement, la fraction du nombre total des ions mis en jeu qui se trouve neutralisée est proportionnelle à la différence entre la valeur normale du nombre d'ions accumulés à l'électrode pour y produire la polarisation maximum et le nombre actuel des ions non neutralisés. Il est ainsi conduit à exprimer la polarisation normale p d'une électrode de surface s comme une fonction exponentielle de la quantité d'élec-

---

(¹) Voir *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. III, p. 498 et suiv. *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. III, p. 145; 1894.

tricité q qui a passé dans le circuit

$$(1) \qquad p = \frac{c}{2\beta}\left(1 - e^{-\frac{\beta}{s}q}\right).$$

Cette expression contient deux constantes caractéristiques c et β. Les expériences de M. Bartoli (1), réalisées avec des durées extrêmement courtes, paraissent vérifier cette formule.

En général, la formule (1) est insuffisante, et il faut, d'après M. Wiedeburg, tenir compte de ce qu'une partie des ions actifs au temps t se diffuse ultérieurement dans le liquide, ou se trouve occlus par l'électrode. En appliquant la loi de Fick aussi bien à l'occlusion qu'à la diffusion, l'auteur obtient une formule plus complexe qui, quand on y remplace les exponentielles par leurs développements en série réduits aux termes du premier degré, se confond avec la formule émpirique que j'ai proposée pour représenter mes expériences sur les capacités de polarisation (2). Dans cette formule entre au moins une constante qui dépend de l'ensemble des conditions de l'expérience.

2. M. Wiedeburg applique ses hypothèses au cas de la polarisation du mercure et des phénomènes électrocapillaires, qu'il interprète au point de vue de la théorie de la couche double.

Grâce à ses hypothèses, l'expression de la tension superficielle ne sera plus rigoureusement une fonction parabolique de la polarisation; les branches cathodiques des courbes qui la représentent pour les divers électrolytes ne pourront plus être amenées à la superposition (3) et, pour un même électrolyte, le maximum de la tension superficielle correspondra, suivant la dimension des appareils et les conditions de l'expérience, à des valeurs de la polarisation plus ou moins variables. Enfin, au delà d'une certaine valeur de la polarisation, la tension superficielle tendra asymptotiquement vers une limite déterminée. Ce sont bien là les conditions que semblent révéler les expériences les plus récentes sur cette matière.

(1) BARTOLI, *Nuovo Cimento*, 3e série, t. XII, p. 234; 1880.
(2) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 503 et suiv.
(3) *Voir* à ce sujet GOUY, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXIV, p. 22.

M. Wiedeburg, laissant indéterminée la condition des *ions neutralisés* qu'il introduit, ne considère pas comme nécessaire la théorie des phénomènes électrocapillaires proposée par M. Warburg et développée notamment par M. Meyer ([1]). *On n'a pas encore prouvé,* dit-il, *que la variation de la polarisation n'est pas la cause directe de la variation de la constante capillaire.* Sans nier l'efficacité des causes invoquées par MM. Meyer et Warburg, il pense qu'elles agissent plutôt comme causes perturbatrices et que les ions SO^4 ou H^2, par exemple, accumulés à la surface du mercure suffiraient à expliquer les phénomènes dans ce qu'ils ont d'essentiel, indépendamment de la formation ou de la destruction d'un sel de mercure dont M. Wiedeburg ne songe pas, d'ailleurs, à contester l'influence.

Le nombre de 28 microfarads par centimètre carré que j'ai proposé ([2]) pour représenter la capacité de polarisation à surface constante d'une électrode de mercure, au voisinage du maximum de polarisation, serait la valeur de $\frac{2}{c}$ [c ayant la signification définie par la formule (1)] pour le contact mercure-eau acidulée et peut-être même, d'après l'auteur, pour tout contact métal-électrolyte.

E. Bouty.

W. LIETZAU. — Zur Kenntniss der Polarisationscapacität des Quecksilbers (Sur la capacité de polarisation du mercure); *Wied. Ann.*, t. LV, p. 338; 1895.

M. Lietzau mesure les capacités de charge et de décharge d'un condensateur formé d'une très grande et d'une très petite électrode, suivant la méthode de M. Lippmann. La capacité du conducteur se confond donc avec celle de la petite électrode.

Pour la charge, M. Lietzau détermine d'abord, par l'impulsion d'un galvanomètre, la quantité d'électricité Q qui porte un condensateur étalon A au potentiel V. Le condensateur A, porté de nouveau au même potentiel, est mis en communication avec le sol pendant un temps connu à travers le voltamètre B à étudier. On

(1) *Voir* ci-dessus, p. 425.
(2) Voir *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. III.

mesure ensuite, par l'impulsion du galvanomètre, la charge résiduelle Q_1 de A. Soient C la capacité de A, x et y la capacité de B et la différence de potentiel à laquelle B a été porté; en considérant B comme un condensateur parfait, on aura

$$x = C\frac{Q' - Q_1}{Q_1}, \qquad y = V\frac{Q_1}{Q}.$$

Pour la décharge, on porte B au potentiel V et on le décharge sur le sol à travers A pendant un temps connu. On mesure ensuite, par l'impulsion du galvanomètre, la charge Q_{11} acquise ainsi par A. Soient x' la capacité moyenne de B entre le potentiel V et le potentiel y' auquel il tombe par sa décharge partielle. On trouve de même

$$x' = C\frac{Q_{11}}{Q - Q_{11}}, \qquad y' = V\frac{Q_{11}}{Q_1}.$$

Ces méthodes ont été indiquées à l'auteur par M. Warburg. Pour les éprouver, M. Lietzau a d'abord remplacé le voltamètre B par un condensateur étalon de capacité connue. Par des expériences de charge, il trouve des valeurs de cette capacité trop faibles de 4 à 8 pour 100, ce qu'il impute aux résidus. Il faut donc introduire un facteur de correction convenable, et l'on parvient alors à des valeurs identiques de la capacité, soit par les expériences de charge ou de décharge.

Les recherches de M. Lietzau confirment d'une manière générale mes expériences sur les capacités de polarisation du platine [1].

Pour étudier directement la capacité de polarisation du mercure, sans être gêné par l'incertitude de la grandeur à assigner à la surface polarisée, il a recours à une électrode de platine amalgamé qui jouit, comme on sait, de propriétés analogues à celles du mercure pur.

L'inégalité des capacités mesurées par les expériences de charge et de décharge s'exagère beaucoup dans le cas du mercure. Avec de l'acide sulfurique étendu de six fois son volume d'eau, les capacités apparentes de charge croissent de 234^{mf} à 300^{mf} par centimètre carré, pour des polarisations de $0^{volt},05$ à $0^{volt},5$, tandis

[1] *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. III.

que les capacités de décharge varient de 15^{mf},2 à 26^{mf},2 et à 13^{mf},3 par centimètre carré pour des polarisations de 0^{volt},05, 0^{volt},2 et 0^{volt},5. Quand on emploie du sulfate de magnésie privé d'air, les capacités moyennes sont de 28^{mf},9 pour la charge et de 24^{mf},7 pour la décharge, avec des polarisations inférieures à 0^{volt},2.

L'auteur ne discute pas ces résultats. Il se montre à juste titre très réservé dans ses conclusions. E. Bouty.

P. SPRINGMANN. — Ueber die Polarisation an festen Niederschlägen zwischen Electrolyten (Sur la polarisation produite sur un précipité solide entre deux électrolytes); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 140; 1894.

M. G. Wiedemann [1] cite un certain nombre d'anciennes recherches, d'où il résulte que le passage d'un courant à travers deux liquides au contact desquels un précipité se produit peut modifier la production de ce précipité. On ne sait pas bien encore quels sont ceux de ces précipités qui donnent naissance à un phénomène de polarisation. C'est cette lacune que M. Springmann s'est proposé de combler.

Parmi les combinaisons de liquides qu'il a étudiées, nous citerons les suivantes :

Nitrate de plomb. — { Sulfate de zinc. / Sulfate de cuivre. }
Chlorure de strontium. — Sulfate de zinc.
Nitrate d'argent. — Chlorure de zinc.
{ Chlorure / Bromure / Iodure } de potassium. — Nitrate d'argent.
Chlorure de baryum. — Sulfate de zinc.
Ferrocyanure de potassium. — Sulfate de cuivre.
Acétate de plomb. — Sulfate de zinc.

Ces liquides sont en contact par l'intermédiaire de papier, parchemin, d'un diaphragme de terre poreuse ou de gypse; le diaphragme ne paraît pas modifier la nature des phénomènes.

La formation du précipité diminue, en général, beaucoup l'in-

---

[1] *Die Lehre von Electricität*, t. II, p. 597.

tensité du courant, mais peut, parfois, l'augmenter quand l'un des liquides est un sel de plomb. Le précipité agit sur l'intensité du courant : 1° par sa résistance propre; 2° par la polarisation qu'il introduit.

Dans les conditions où a opéré M. Springmann, la force électromotrice employée était très considérable et la diminution rapide de l'intensité qu'il observait, en général, était due à peu près exclusivement à la résistance du précipité.

L'augmentation d'intensité observée avec les sels de plomb tient à la présence de plomb métallique dans la membrane précipitée et coïncide avec une valeur élevée de la polarisation de cette membrane, qui peut atteindre jusqu'à 2 volts. Quand il n'y a pas de sel de plomb, la polarisation dépasse rarement $0^{volt},3$ et parfois n'atteint pas un dixième de volt. Elle est d'autant plus faible que la température est plus élevée. E. Bouty.

B. VOLLMER. — Die elektrische Leitfähigkeit, etc. (Conductibilité électrique de quelques sels dans l'alcool méthylique ou éthylique); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 328; 1894.

W. KAWALKI. — Untersuchungen über die Diffusionsfähigkeit, etc. (Recherches sur la diffusibilité de quelques électrolytes dans l'alcool. Contribution à l'étude de la constitution des dissolutions); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 166 et 300; 1894.

1. D'après M. Völlmer, les conductibilités électriques des sels dissous dans les alcools méthylique et éthylique croissent à mesure que la dilution augmente : sauf pour les dissolutions de $CaCl^2$ et de $CaAz^2O^6$ dans l'alcool éthylique, elles tendent vers une limite assignable. Les conductibilités limites dans l'eau, les alcools méthylique et éthylique sont grossièrement proportionnelles : en moyenne, la solution méthylique conduit 2,25 fois plus mal (de 1,95 pour KI à 2,57 fois plus mal pour NaC^2H^3O), la solution éthylique 2,92 fois plus mal (de 2,65 pour KI à 3,04 pour $HC^2H^3O^2$) que la solution aqueuse.

Les coefficients de température, pour les solutions éthyliques, croissent avec la dilution, et, pour les deux dissolvants, ne se distinguent pas essentiellement à la limite, des coefficients de température du frottement intérieur.

Les dissolutions étudiées par M. Völlmer n'obéissent pas à la loi de dilution d'Ostwald, et leur conductibilité ne paraît pas liée à l'abaissement de leur point d'ébullition, par une loi aussi simple que celle qui régit les dissolutions aqueuses.

2. Les recherches de M. Kawalki, effectuées sur les mêmes produits qui avaient servi à M. Völlmer, ont fourni des coefficients de diffusion croissant avec la dilution; mais l'effet des courants de convection agit pour produire une augmentation apparente du coefficient de diffusion, qui croît aussi avec la dilution; l'auteur n'ose donc se montrer trop affirmatif, ni sur la réalité de cet accroissement, ni sur l'interprétation qu'il convient de lui donner.

Le rapport limite des coefficients de diffusion dans les solutions éthyliques et aqueuses est toujours voisin du rapport limite des conductibilités déterminé d'après les expériences de M. Völlmer. Il faudrait en conclure, suivant la théorie de M. Nernst, que les vitesses des divers ions sont réduites dans un même rapport, quand on passe d'une solution aqueuse très étendue à la solution éthylique correspondante. Ce rapport serait voisin de 3.

E. Bouty.

R. DE MUYNCK. — Ueber die Brechungsexponenten von Cadmiumsalzlosungen (Sur les indices de réfraction de dissolutions aqueuses de sels de cadmium); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 588; 1894.

D'après Hittorf, les dissolutions aqueuses ou alcooliques de $CdCl^2$ et de CdI^2 contiennent des molécules doubles ou triples, dont les ions sont Cd et $CdCl^4$ ou Cd et CdI^4.

Les dissolutions aqueuses de ces sels ne paraissent pourtant présenter aucune anomalie au point de vue optique.

E. Bouty.

P. VOLKMANN. — Ueber die Messung der Oberflächenspannung, etc. (Sur la mesure de la tension superficielle de l'eau dans des tubes capillaires de verres différents); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 633; 1894.

M. Quincke [1] a annoncé récemment que la tension superficielle de l'eau, mesurée dans des tubes capillaires récemment étirés et dans lesquels l'angle de raccordement est nul, dépendrait de la nature du verre et du diamètre du tube.

M. Volkmann conteste l'exactitude de ces résultats. La précaution essentielle consiste, suivant lui, à nettoyer soigneusement les tubes à l'eau froide après les avoir traités par une lessive de potasse. Ce nettoyage laisse les tubes revêtus d'une couche mince d'eau et assure ainsi à l'angle de raccordement la valeur 0°. Le ménisque est très mobile dans ces conditions, et la valeur trouvée pour la tension superficielle de l'eau est indépendante de la nature du verre employé.

A 20°,2 elle est de $7,38 \frac{\text{mg}}{\text{mm}}$ ou de $72,4 \frac{\text{gr}}{\text{sec}^2}$.

Si le tube employé n'est pas parfaitement circulaire, les valeurs calculées de la tension superficielle sont trop grandes. L'influence du diamètre, d'ailleurs peu appréciable, tend aussi à donner de trop grandes valeurs pour les plus petits diamètres.

E. Bouty.

G. QUINCKE. — Ueber freiwillige Bildung, etc. (Sur la formation spontanée de bulles creuses, d'écume et de formes myéliniques par les oléates alcalins. Phénomènes présentés notamment par le protoplasma); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 593; 1894.

L'auteur développe les recherches auxquelles il s'est déjà livré en 1888 [2], d'après lesquelles il attribue les mouvements observés dans le protoplasma au jeu des forces capillaires. L'étude détaillée des phénomènes présentés par les oléates alcalins en

(1) *Voir* p. 236 de ce Volume.
(2) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. VIII, p. 285.

présence de l'eau, confirme M. Quincke dans cette opinion. Nous renverrons le lecteur au Mémoire original et à la Planche très curieuse qui l'accompagne. E. BOUTY.

R. HAAS. — Der specifische Leitungswiderstand und der Temperaturcoefficient der Kupferzink Legirungen (Résistance spécifique et coefficient de température des alliages de cuivre et de zinc); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 673; 1894.

Des mesures réalisées sur des alliages de cuivre et de zinc contenant moins de 50 pour 100 de zinc; indiquent un minimum de la résistance spécifique et du coefficient de température pour un alliage correspondant à la formule Cu^2Zn. E. BOUTY.

B. WIESENGRUND. — Ueber die Vorgänge bei Umschmelzungen von Blei-Zinn Legirungen (Phénomènes qui accompagnent la fusion d'alliages de plomb et d'étain); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 777; 1894.

La différence entre le poids spécifique vrai et le poids spécifique calculé par la règle des mélanges est le plus grand possible pour l'alliage $Pb\,Sn^3$ et elle est d'autant plus faible qu'on s'écarte davantage de part ou d'autre de cette composition.

E. BOUTY.

O. WIENER. — Farbenphotographie durch Körperfarben und mechanische Farbenanpassung in der Natur (Photographie des couleurs par des corps colorés; accommodation mécanique des couleurs dans la nature); *Wied. Ann.*, t. LV, p. 225; 1895.

M. Wiener a cherché à déterminer la cause de la coloration dans les anciens procédés de photographie des couleurs.

Le procédé de Seebeck [1] consiste dans l'emploi de chlorure d'argent en poudre, préparé et desséché dans l'obscurité, que l'on comprime entre deux glaces de verre et que l'on éclaire d'abord par de la lumière violette et ultra-violette, puis, un instant, par de la lumière blanche, jusqu'à ce que la poudre prenne une coloration violette modérément foncée.

---

[1] *Gœthe's Farbenlehre*, t. II, p. 716; 1810.

Becquerel (¹) fait usage de plaques polies de cuivre ou de laiton argenté ou de minces plaques d'argent. On les emploie pendant quelques secondes comme électrode positive dans une dissolution au $\frac{1}{8}$ d'acide chlorhydrique avec un courant de 2 à 4 ampères pour 30^{cq}. On les dessèche rapidement avec du papier à filtre et on les polit avec une peau de chamois.

Le procédé de Poitevin (²), perfectionné par Zenker et Krone, fait usage de papier grossier que l'on plonge pendant deux minutes dans une dissolution à 10 pour 100 de sel marin, et pendant une minute dans une dissolution à 8 pour 100 de nitrate d'argent. On lave rapidement, puis on expose à la lumière diffuse dans une dissolution de 5^{gr} de chlorure de zinc dans 100^{cc} d'eau, jusqu'à ce que le papier devienne brun; on le baigne ensuite dans un mélange d'une partie de dissolution concentrée de bichromate de potasse et de deux parties de sulfate de cuivre concentré. Ce papier doit être conservé entre des feuilles de papier buvard. On l'humecte légèrement avant de s'en servir.

Aucun de ces procédés ne comporte de développement : les couleurs apparaissent pendant l'exposition à la lumière. Les derniers procédés seuls se prêtent, mais assez mal, à une sorte de fixation.

Zenker (³) admettait que la production des couleurs dans ces photographies était due à l'interférence d'ondes stationnaires; Schultz-Sellack (⁴), au contraire, croyait à un phénomène de diffraction dû à une pulvérisation superficielle qu'éprouverait la matière sensible sous l'influence de la lumière.

M. Wiener, par l'examen microscopique de la couche sensible fait avant et après l'action de la lumière, montre que l'hypothèse de Schultz-Sellack doit être rejetée. Il introduit lui-même une nouvelle hypothèse : c'est que les couleurs des anciennes photographies sont dues à la présence de corps réellement colorés, exis-

---

(¹) Becquerel, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 3ᵉ série, t. XXII, p. 451; XXV, p. 447, et XLII, p. 81; 1848-1854.

(²) Poitevin, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXI, p. 1111; 1865.

(³) Zenker, *Lehrbuch der Photochromie*, Berlin; 1868.

(⁴) Schultz-Sellack, *Ueber die Farben der trüben Medien und die sogenannte Farbenphotographie* (*Pogg. Ann.*, t. CXLIII, p. 449; 1871).

tant dans la couche sensible. Le mécanisme de la production des couleurs serait le suivant : un corps photographique coloré, rouge par exemple, résistera mieux que les autres à l'action de la lumière rouge qu'il n'absorbe pas. Si donc une couche sensible est un mélange de pigments sensibles de diverses couleurs, la couleur dominante, en un point de la photographie, sera celle qui aura le mieux résisté, c'est-à-dire celle qui se rapprochera le plus de la couleur du point correspondant de l'objet.

On sait que les couleurs des lames minces et des photographies de M. Lippmann changent avec l'incidence. Si l'on place un prisme rectangulaire au-dessus d'une de ces photographies, toutes les teintes sont changées. Il en est de même, quoiqu'à un degré moindre, avec les photographies de M. Becquerel. L'interférence des ondes stationnaires a donc une part dans la production de ces dernières. Au contraire, les couleurs des photographies de Seebeck et de Poitevin n'éprouvent ainsi aucune modification. L'interprétation de M. Wiener leur est donc seule applicable.

Si, sur un spectre obtenu par la méthode de Seebeck ou de Poitevin, on projette un spectre réel en croix avec le premier, les seules couleurs qui résistent sont celles qui occupent la même place dans les deux spectres; partout ailleurs les couleurs produites par la première pose se modifient ou se détruisent par la seconde, *sans donner la couleur résultante* que l'on observerait dans ces conditions sur une photographie non fixée de M. Lippmann.

M. Wiener croit donc avoir démontré que *l'illumination colorée produit dans des corps sensibles appropriés des substances de couleur identique*. Il pense que cette *accommodation mécanique aux couleurs* existe dans la nature et il cite avec détails, à ce sujet, les expériences de Poulton [1] sur les chenilles et leurs chrysalides. Ce savant a obtenu à volonté des chrysalides et des chenilles de couleurs claires ou foncées suivant la nature de la lumière à laquelle elles avaient été soumises.

E. Bouty.

---

(1) Poulton, *Philos. Trans.*, t. CLXXVIII; 1887; *Trans. ent. Soc.*; 1892.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

2ᵉ semestre 1894.

WADSWORTH (F.-L.-O.). — Une nouvelle fente pour les grands spectroscopes, p. 19-20.

L'auteur a imaginé une fente dans laquelle la vis qui fait mouvoir les mâchoires est munie d'un tambour gradué et se déplace suivant une droite perpendiculaire aux bords, passant par leurs milieux; autrement dit, le mouvement de la vis est central. On a ainsi une fente dont les deux côtés sont et restent bien parallèles dans toute leur étendue.

C.-C. HUTCHINS. — Pouvoir thermo-électrique des alliages d'antimoine et de bismuth, p. 226-230.

Une série d'expériences a été entreprise par M. Hutchins, dans le but de trouver la meilleure combinaison d'éléments permettant de préparer des couples thermo-électriques de très petite masse.

Les résultats, obtenus à l'aide d'un dispositif spécial et d'échantillons particuliers, sont résumés dans la Table suivante :

(a).					
Bi.	Sb.	*t.*	*t'.*	*d.*	*h.*
50	50	32°,0	18°,5	1,960	—1845
60	40	31,0	25,1	3,127	2944
70	30	31,4	24,2	4,230	3982
80	20	31,0	22,7	5,710	5374
90	10	32,0	21,5	6,576	6179
95	5	31,2	24,5	7,205	6782
97,5	2,5	30,3	22,5	7,220	6796
98,35	1,25	29,6	24,6	5,558	5232
Bismuth du commerce.		30,6	25,2	4,323	4069
Bismuth pur.		33,0	26	6,869	6466

La colonne (*a*) donne la composition de l'alliage formant un élément de la soudure, l'autre élément étant du plomb pur; en *t* est indiquée la moyenne des températures des soudures chaude et froide, en *t'* la différence de température, en *d* la déviation galvanométrique pour une différence de température de 1°, en *h*

le pouvoir thermo-électrique relatif au plomb : on met le signe — pour tenir compte de l'effet Peltier.

A l'inspection de cette Table, on voit que, pour avoir la meilleure combinaison, il suffit de prendre, pour l'un des éléments, un alliage contenant 95 à 97,5 pour 100 de bismuth et 5 à 2,5 pour 100 d'antimoine. L'auteur a étudié aussi les alliages (bismuth-étain), (étain-antimoine), (cadmium-bismuth).

Une soudure de deux barres très minces, formées l'une de bismuth avec 2 pour 100 d'antimoine, l'autre de bismuth avec 10 pour 100 d'étain, présentait les propriétés suivantes :

Températures moyennes des soudures.	Force électromotrice par degré.
7°,3	11150
17,0	11670
22,0	12050
31,5	12410
36,7	12630

Joignant ces points pour obtenir la courbe représentative, on obtient sensiblement une ligne droite de l'obliquité de laquelle on déduit, pour une température ordinaire connue, la force électromotrice de cette soudure, $10700 + 41t$ unités C.G.S.

B.-O. PEIRCE. — Propriétés thermo-électriques du platinoïde et de la manganine, p. 302-306.

Après avoir essayé différents échantillons de ces alliages unis au cuivre, l'auteur arrive à la conclusion suivante : aucune combinaison manganine-cuivre n'a une force électromotrice supérieure au septième de la force électromotrice d'un couple platinoïde-cuivre.

M.-I. PUPIN. — Analyse des courants alternatifs par la méthode de résonance, p. 379-389 et 473-485.

La méthode du contact mobile imaginée par M. Joubert (1), pour obtenir des diagrammes indicateurs de la force électromotrice d'un alternateur Siemens sans noyau de fer doux, est très

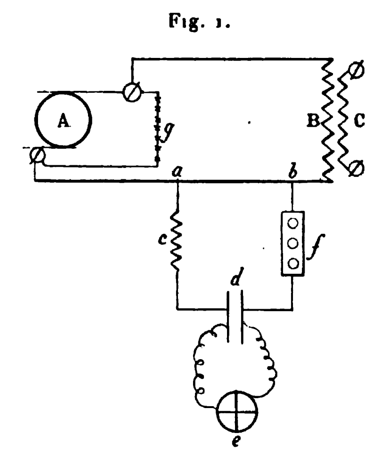
(1) Voir *Comptes rendus*, vol. XCI, p. 161; 1880.

laborieuse; elle n'est pas suffisamment sensible pour accuser des petites déviations qui peuvent exister entre la courbe indicatrice et une véritable sinusoïde (la courbe représentative de la force électromotrice est sensiblement une véritable sinusoïde) et conséquemment elle ne permet pas de suivre de près les causes de ces déviations quand les effets paraissent ne plus exister.

Par exemple, le courant primaire d'un transformateur peut différer énormément d'une véritable sinusoïde, quand le circuit secondaire est ouvert, mais quand un fort courant circule à travers le circuit secondaire sans self-induction; alors le courant primaire peut différer d'une manière inappréciable d'une vraie sinusoïde.

L'auteur se pose la question suivante : Que résulte-t-il de ces

Fig. 1.



causes perturbatrices, lorsque le courant secondaire transporte une forte charge sans self-induction?

Pour répondre à cette question, M. Pupin emploie la méthode d'analyse des courants alternatifs par la résonance.

Description de la méthode. — Une résistance *ab* (*fig.* 1) sans self-induction fait partie du circuit d'un alternateur A et du primaire d'un transformateur B. En shunt avec *ab* est un circuit *acdb*, consistant en une bobine d'inertie C, formée d'un grand nombre de tours de fils de cuivre et de faible résistance, et ne contenant pas de fer, et un condensateur en mica *d* subdivisé à

partir de $0^{mf},001$. En shunt avec le condensateur est un voltmètre électrostatique *e*.

On peut faire varier la self-induction de la bobine *c* en introduisant plus ou moins de tours de fil dans le circuit et la résistance à l'aide d'un rhéostat *f*.

Supposons que la self-induction de *c* soit maintenue constante et que la capacité du condensateur *d* augmente graduellement depuis 0; il arrivera un moment où la capacité, jointe à la self-induction du circuit *acdfb*, produira la résonance avec un des harmoniques du circuit principal et l'on obtiendra une grande déviation au voltmètre.

De cette façon, tous les harmoniques présents dans le courant du circuit principal peuvent être accusés en quelques minutes.

Si le circuit *acdfb* est en shunt avec le circuit sans self-induction *g* consistant en une série de lampes à incandescence, les harmoniques de la force électromotrice peuvent être accusés de la même manière.

Par cette méthode, on peut, si l'on veut, déterminer le rapport des amplitudes des harmoniques à celle du fondamental, en se plaçant dans certaines conditions expérimentales; mais ce n'est pas ce qui constitue le principal intérêt de l'étude des perturbations des ondes de courants alternatifs, qui est de déterminer les causes qui produisent ces harmoniques et les conditions qui modifient les effets de ces causes. Pour cela, on emploie le dispositif *fig.* 2, qui diffère de celui de la *fig.* 1 par la substitution d'une bobine $a'b'$ à noyau d'air à la résistance sans self-induction *ab*. Le secondaire de cette bobine forme une partie du circuit résonateur.

M. Pupin construit un diagramme de résonance en portant les capacités sur l'axe des x et les forces électromotrices sur l'axe des y; ce diagramme donne bien le nombre d'harmoniques présents dans le circuit inducteur et non la valeur exacte des amplitudes de ces harmoniques.

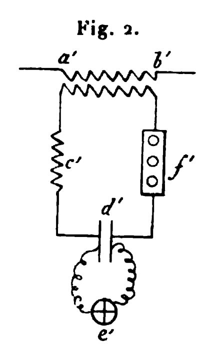
M. Pupin entreprend une série d'expériences, dont le but est d'accuser la présence des harmoniques, de marquer leur origine et d'étudier leur variation avec la variation de la charge et des autres éléments variables du circuit, dont ces harmoniques semblent dépendre.

L'auteur fait d'abord quelques essais préliminaires, afin de voir

si les conditions expérimentales obtenues avec la *fig.* 2 sont bien d'accord avec la théorie. M. Pupin étudie l'effet amortissant du diélectrique dans le condensateur, il montre que cet effet augmente rapidement avec le voltage et constate la supériorité du mica à la paraffine principalement aux voltages élevés.

Les résultats expérimentaux montrent que le rapport des amplitudes des harmoniques à celle du fondamental n'est pas sérieusement modifié par l'effet amortissant du diélectrique, particulièrement quand on opère avec des voltages modérés; ils montrent,

Fig. 2.



de plus, qu'un résonateur du type donné par la *fig.* 2, est capable d'accuser toutes les fréquences qui peuvent exister dans une onde d'un courant alternatif, que ses indications concordent bien avec la théorie, tant qu'il s'agit de la fréquence fondamentale, et que l'on peut avoir une idée approximative des forces relatives des harmoniques.

Par une seconde série d'expériences, M. Pupin arrive aux conclusions suivantes :

1° L'inductance ferrique dans un circuit comprenant un alternateur, qui donne une force électromotrice harmonique simple, trouble le courant en introduisant des harmoniques supérieurs impairs, particulièrement l'harmonique dont la fréquence est triple de celle du fondamental;

2° Les amplitudes du fondamental et du premier harmonique impair augmentent dans le même rapport avec l'augmentation d'excitation et ce rapport est proportionnel à l'excitation, c'est-à-dire proportionnel à l'aimantation de l'armature;

3° L'harmonique, qui se manifeste dans la perturbation du

courant primaire lorsqu'il n'y a aucune charge dans le secondaire, se présente toujours sinon plus fort, du moins sensiblement aussi fort, quand il y a une charge.

Quand la charge est complète et harmonique, elle est si faible par rapport au fondamental, qu'il est impossible de l'accuser par la méthode du contact mobile de M. Joubert;

4° La force des harmoniques dépend uniquement de l'intensité moyenne d'aimantation des circuits magnétiques auxquels ils doivent leur origine.

M. Pupin a étudié les champs magnétiques tournants par la méthode de résonance; il a trouvé que leur intensité ne variait pas, lorsque ces champs étaient produits par des machines bien construites.

WADSWORTH (F.-L.-O.). — Une forme d'interrupteur pour les grandes bobines d'induction, p. 496-501.

L'interrupteur, imaginé par M. Wadsworth, consiste en une roue de laiton avec deux segments isolants et deux segments de contact symétriquement placés sur sa circonférence; cette roue est montée directement sur l'arbre d'un petit moteur électrique, qui fait à peu près 1200 tours par minute.

Deux brosses de cuivre sont arrangées pour appuyer l'une sur l'axe de la roue, l'autre sur sa circonférence. P. QUINEZ.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. V; juillet 1895.

P. CURIE. — *Propriétés magnétiques des corps à diverses températures*, p. 289.

NEYRENEUF. — *Recherches sur les tuyaux sonores*, p. 418.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XL; juillet 1895.

W. SUTHERLAND. — *Lois fondamentales atomiques de la Thermochimie*, p. 1.

W.-G. Rhodes. — *Théorie du moteur synchrone*, p. 56.

C. Chree. — *Contribution à la théorie de l'anémomètre à coupe de Robinson*, p. 63.

E.-F. Herroun. — *Sur l'usage d'un voltamètre à iode pour la mesure de faibles courants*, p. 91.

J. Dewar et J.-A. Fleming. — *Pouvoir thermoélectrique des métaux et des alliages entre le point d'ébullition de l'eau et le point d'ébullition de l'air liquide*, p. 95.

Meyer Wildermann. — *Preuve expérimentale de la loi de Van t'Hoff, de la généralisation d'Arrhenius et de la loi d'Ostwald de la dilution dans les solutions très étendues*, p. 119.

Wiedemann's Annalen.

T. LV, n° 6; 1895.

O. Wiener. — *Photographie des couleurs par des corps colorés et adaptation mécanique des couleurs dans la nature*, p. 225.

W. Hallwachs. — *Remarques sur un travail de M. Borgesius sur un réfractomètre interférentiel, etc.*, p. 282.

J.-E. Myers. — *Influence des gaz dissous sur le voltamètre à argent*, p. 288.

J.-E. Myers. — *Sur la loi de Faraday dans les courants développés par l'électricité de frottement*, p. 237.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques. I. Sur les changements de forme*, p. 302.

II. *Des forces élastiques et des variations de température qui accompagnent les changements de forme*, p. 321.

W. Lietzau. — *Sur la capacité de polarisation du mercure*, p. 338.

O. Lehmann. — *Sur l'auréole et les stratifications dans l'arc électrique et dans les décharges à travers les gaz raréfiés*, p. 361.

A. Righi. — *Sur la double réfraction des rayons électriques*, p. 389.

K.-R. Koch. — *Sur un baromètre normal de laboratoire*, p. 391.

L. Bleekrode. — *Note sur le magnétisme de l'asbeste*, p. 398.

LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ

(ANNÉE 1895-96).

ÉCOLE D'APPLICATION.

Les examens d'admission auront lieu dans le courant du mois d'octobre.

Les candidats doivent se faire inscrire avant le 15 octobre. L'examen portera sur les matières suivantes :

PHYSIQUE. — La Physique générale (Thermodynamique, Acoustique, Optique). En Électricité il sera demandé le programme de la Licence ès Sciences physiques et chimiques.

CHIMIE. — Chimie élémentaire.

MATHÉMATIQUES. — Trigonométrie, Algèbre, Géométrie analytique, éléments de Calcul différentiel et de Calcul intégral. — Mécanique rationnelle.

Peuvent être dispensés d'examen : Les anciens Élèves diplômés des Écoles Polytechnique, Centrale, des Mines de Paris, des Ponts et Chaussées, les Licenciés ès Sciences mathématiques et physiques.

Les candidats qui désirent profiter de la dispense d'examen sont invités à se faire inscrire le plus promptement possible.

Frais à prévoir. — Les redevances à verser par les élèves de l'École seront probablement de 300fr pour la durée de l'année.

Les auditeurs libres seront admis à suivre les cours moyennant le versement d'une redevance de 50fr pour chaque cours.

LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ

(ANNÉE 1895-96).

ÉCOLE D'APPLICATION.

MATHÉMATIQUES.

La Trigonométrie, l'Algèbre et la Géométrie analytique pourront être demandées, avec tout le développement que comporte le programme de Mathématiques spéciales.

Analyse. — Applications géométriques du Calcul différentiel et intégral. Rayon de courbure. Rayon de torsion. Courbure d'une surface. Théorème de Meusnier.

Différentiation et intégration sous le signe $\int$. Séries de Fourier et de Lagrange.

Intégration des équations différentielles.

Calcul des variations.

Intégrations des équations simultanées et des équations aux différentielles partielles.

Éléments du Calcul des différences.

(La Théorie des erreurs est faite dans le cours d'Électrométrie.)

Mécanique :

1° Cinématique du point, cinématique d'un corps solide ;

2° Statique du point et des systèmes matériels ;

3° Dynamique du point et des systèmes. Hydrostatique et Hydrodynamique.

TABLE DES MATIÈRES.

SEPTEMBRE 1895.

21710 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — OCTOBRE 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le Journal de Physique théorique et appliquée paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............	15 fr.
Autres pays..	17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

LES MÉMOIRES SUR LA DÉTERMINATION DE $\gamma\left(=\frac{C}{c}\right)$ POUR L'AIR ET LES AUTRES GAZ (1812-1895);

PAR M. G. MANEUVRIER.

I. *Classification des méthodes*. — Les Mémoires publiés sur la détermination de γ sont très nombreux; mais les méthodes de détermination sont en nombre restreint : on peut les rattacher presque toutes soit à l'emploi de l'équation adiabatique, sous ses diverses formes, soit à l'emploi de la formule de la vitesse du son. Les premières peuvent être considérées comme des méthodes *directes :* elles permettent de déterminer γ *directement,* en fonction des paramètres p, v, t, du gaz soumis à l'expérience. Les autres nécessitent la détermination préalable d'une autre grandeur physique, telle que la vitesse du son dans le gaz considéré : je les appellerai méthodes *indirectes*. A cette catégorie se rattachent logiquement quelques autres méthodes fondées sur l'emploi d'une autre formule, comme les formules de Clausius, ou bien sur la détermination préalable et séparée de C et de c.

II. *Interprétation thermodynamique de l'expérience de Desormes et Clément*. — Parmi les méthodes directes, la plus importante, parce qu'elle a été la plus employée, c'est, sans contredit, la méthode fondée (au point de vue expérimental) sur l'expérience de Desormes et Clément. Il est aisé de démontrer, en interprétant thermodynamiquement cette expérience, qu'elle est une application directe de l'équation adiabatique.

De l'équation de Laplace

$$p_i v_i^\gamma = p_f v_f^\gamma, \tag{1}$$

on déduit immédiatement la formule logarithmique

$$\gamma = \frac{\log\left(\frac{p_i}{p_f}\right)}{\log\left(\frac{v_f}{v_i}\right)}, \tag{2}$$

dans laquelle p_i, v_i et p_f, v_f sont les paramètres de l'état initial et de l'état final d'une même masse de gaz soumise à une transformation adiabatique, détente ou compression.

Or, reportons-nous à l'expérience de Desormes et Clément ([1]). On voit que la pression correspondante à la *première époque,* c'est-à-dire au moment où l'air intérieur, ayant été raréfié par aspiration, a repris la température ambiante t (12°,5) est précisément le p_i de la formule (2). Et si l'on appelle H la pression barométrique actuelle (766mm,5) et h_i la colonne mercurielle du manomètre (13mm,81), on a

$$p_i = \mathrm{H} - h_i.$$

De même, p_f c'est la pression correspondante, non pas à la *deuxième époque,* mais à l'instant de fermeture du robinet, intant où l'air intérieur a été à la fois comprimé et échauffé jusqu'à reprendre une pression égale à la pression barométrique; on a donc

$$p_f = \mathrm{H}$$

(*en supposant que la pression barométrique n'ait pas varié, et que la compression de l'air ait été effectuée adiabatiquement*).

Reste à déterminer le rapport $\frac{v_f}{v_i}$. Le dispositif de Desormes et Clément ne le permettait pas; mais il fournissait une autre donnée, d'où l'on peut déduire ce rapport : c'est la dépression manométrique h_m (3mm,11), qui correspond à la *deuxième époque.*

En effet, dans l'intervalle qui s'est écoulé entre la fermeture du robinet et la *deuxième époque,* la masse de gaz primitive a subi un refroidissement *sans variation de volume,* qui a ramené sa température à la valeur initiale t, d'où est résultée la dépression h_m; donc les paramètres, à cet instant, sont

$$v_f, \quad \ldots, \quad t, \quad \ldots, \quad p_m = \mathrm{H} - h_m$$

(*à condition que la pression et la température ambiantes n'aient pas changé depuis le commencement de l'expérience*).

([1]) *Voir* p. 354 de ce volume.

Si l'on compare l'*état initial* et ce troisième état, que j'appellerai l'*état auxiliaire,* on voit que leurs paramètres (p_i, v_i, t) et (p_m, v_f, t) déterminent deux points d'une même isotherme. On peut donc écrire, d'après la loi de Mariotte,

$$v_i p_i = v_f p_m, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{v_f}{v_i} = \frac{p_i}{p_m},$$

d'où

$$\gamma = \frac{\log\left(\frac{p_i}{p_f}\right)}{\log\left(\frac{p_i}{p_m}\right)}; \tag{3}$$

et, en substituant les données de l'expérience,

$$\gamma = \frac{\log\frac{H - h_i}{H}}{\log\frac{H - h_i}{H - h_m}} = \frac{\log\left(1 - \frac{h_i}{H}\right)}{\log\left(\frac{1 - \frac{h_i}{H}}{1 - \frac{h_m}{H}}\right)}. \tag{4}$$

Telle est la véritable formule qui s'applique aux données de l'expérience de Desormes et Clément.

Pour la ramener à la forme même adoptée par Laplace et par Poisson, il suffit de développer les logarithmes en série, en supposant les rapports $\frac{h}{H}$ assez petits pour qu'on en puisse négliger les puissances supérieures à la première. Il vient alors

$$\gamma = \frac{h_i}{h_i - h_m}, \tag{5}$$

formule qui donne γ directement en fonction des dépressions barométriques observées au cours de l'expérience.

Et si l'on introduit les notations mêmes de Laplace et de Poisson, on a : dans le cas d'une transformation par compression (expérience de Desormes et Clément)

$$h_i = P - P' \qquad \text{et} \qquad h_m = P - P'',$$

d'où

$$\gamma = \frac{P - P'}{P'' - P'}; \tag{5 bis}$$

et, dans le cas d'une transformation par détente (expériences de

Gay-Lussac et Welter),

$$h_i = P' - P \qquad \text{et} \qquad h_m = P'' - P,$$

d'où

(5 *ter*)
$$\gamma = \frac{P' - P}{P' - P''}.$$

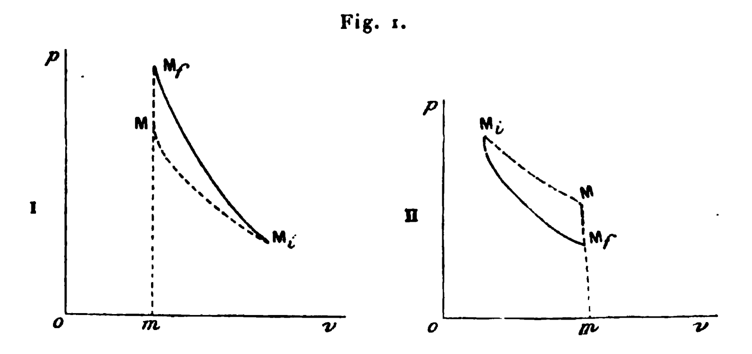
On voit que l'application de cette formule est restreinte au cas de petites dépressions h_i et h_m. De plus, bien que H et t n'y figurent plus, elle suppose implicitement l'invariabilité des conditions de température et de pression pendant toute la durée de l'expérience.

III. *Méthode dite de Clément et Desormes.* — Tel est le principe thermodynamique de la méthode de détermination de γ fondée sur l'expérience de Desormes et Clément et improprement désignée sous le nom de *méthode de Clément et Desormes.* On voit que ce qui la caractérise, ce n'est pas l'emploi de l'une ou l'autre des formules (1) et (2), mais c'est l'artifice expérimental qui permet de substituer une mesure de pression h_m à une mesure de volumes.

Cette transformation *auxiliaire,* qui vient s'ajouter à la transformation principale du gaz, donne une figure particulière au cycle représentatif de l'expérience : celui-ci est constitué par *un arc d'adiabatique* suivi d'*un segment de droite d'équivolume.*

En effet, supposons d'abord qu'on opère par compression (Desormes et Clément) : le point figuratif part du point M_i (*fig.* 1, I),

Fig. 1.



suit l'arc d'adiabatique M_iM_f (phase de compression), puis descend sur la parallèle M_fm à l'axe de p (phase de retour à l'iso-

therme initiale) et s'arrête en M au point où il rencontre l'isotherme du point initial M_i. Si l'on opère par détente, comme Gay-Lussac et la plupart des autres physiciens, le point figuratif part du point M_i (*fig.* 1, II), suit l'arc d'adiabatique M_iM_f, en sens contraire du précédent, puis remonte sur l'ordonnée mM_f jusqu'à ce qu'il rencontre en M l'isotherme du point initial.

Ce cycle est *caractéristique de la méthode* au même titre que l'artifice expérimental de Desormes et Clément. Nous pouvons légitimement rattacher à cette même méthode tous les travaux où l'on retrouve comme principe expérimental ce même cycle de transformation : ce sont les plus nombreux et les plus importants [1].

IV. *Autre méthode directe : emploi direct de l'équation de Laplace.* — La méthode la plus directe de détermination de γ consiste dans l'application de l'équation de Laplace, soit sous sa forme la plus générale

$$(2)\qquad \gamma = \frac{\log \frac{p_i}{p_f}}{\log \frac{v_i}{v_f}} = \frac{\log p_i - \log p_f}{\log v_f - \log v_i},$$

soit sous la forme particulière, obtenue en considérant comme *très petites* les variations de volume et de pression,

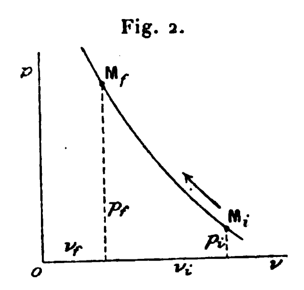
$$\gamma = \frac{\frac{\Delta p}{p}}{\frac{\Delta v}{v}}.$$

---

(1) Expérience dite de *Clément et Desormes* (*Journal de Physique, de Chimie et d'Histoire naturelle*, 1819) et son interprétation par Laplace (*Mécanique céleste*, Livre XII, Ch. III, avril 1823) et par Poisson [*Sur la chaleur des gaz et des vapeurs* (*Annales de Chimie et de Physique*, 2ᵉ série, t. XXIII, juin 1823)]. — Expériences de Gay-Lussac et Welter [*Note sur la vitesse du son*, de Laplace (*Annales de Chimie et de Physique*, 1ʳᵉ série, t. XX, 1822)]. — Expériences de C. Assmann [*Ueber Erwärmung und Erkaltung von Gasen durch plötzliche Volumänderung*, von C. Assmann (*Annalen der Phys. und Chemie*, t. LXXXV; 1852)]. — Expériences de Masson [*Sur la corrélation des propriétés physiques des corps* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série t. LIII; 1858)].—Expériences de Weisbach (*Der Civilingenieur*, neue Folge, t. V

Le cycle caractéristique de cette méthode se réduit à l'arc d'adiabatique M_iM_f (*fig.* 2) qui passe par le point M_i et le point

Fig. 2.



M_f, figuratifs de l'état initial et de l'état final. Peu de physiciens ont appliqué directement l'équation de Laplace : il n'y en a eu, à ma connaissance, que deux, Witte (1) et M. Amagat (2).

V. *Autre méthode directe : emploi indirect de l'équation*

1859), — Expériences de Hirn (*Théorie mécanique de la chaleur;* 1862). — Expériences d'Athanase Dupré [*Sur les variations de température produites dans une masse d'air par un changement de volume* (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. LXVII; 1863)]. — Expériences de Tresca et Laboulaye (*Recherches expérimentales sur l'équivalent mécanique de la chaleur,* par MM. Tresca et Ch. Laboulaye, Mémoire présenté à l'Académie des Sciences, 13 février 1865). — Expériences de A. Cazin : Premier Mémoire [*Essai sur la détente et la compression des gaz sans variation de chaleur* (*Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. LXVII; 1862)]; deuxième Mémoire [*Mémoire sur la détente des gaz* (*Annales de Chimie et de Physique,* 4e série, t. XX; 1869)]. — Expériences de F. Kohlrausch [*Recherches sur la chaleur spécifique de l'air à volume constant, exécutées à l'aide du baromètre métallique* (*Annalen der Phys. und Chemie,* t. CXXXVI; 1869)]. — Expériences du Dr W.-C. Röntgen : Premier Mémoire [*Sur la détermination du rapport des chaleurs spécifiques de l'air* (*Ann. der Phys. und Chem.,* t. CXLI; 1870)]; deuxième Mémoire [*Sur la détermination du rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant pour quelques gaz* (*Ann. der Phys. und Chem.,* t. CXLVIII; 1873)]. — Expériences de Regnault [*Sur la détente statique des gaz* (*Annales de Chimie et de Physique,* 4e série, t. III; 1871)]. — Expériences de M. G. de Lucchi [*Determinazione del rapporto fra le capacita calorifiche dei vapori soprariscaldati dell' acqua et del fosforo* (*Nuovo Cimento,* 3e série, t. XI; 1882)]. — Expériences de M. Em. Paquet [*Détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz* (*Journal de Physique,* 2e série, t. IV; 1885)].

(1) *Sur la chaleur spécifique des gaz à volume constant,* par Witte (*Poggendorff Annalen,* t. CXXXVIII, 1869).

(2) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. LXXVII, 1871, et *Journal de Physique,* 2e série, t. IV, 1885.

de Laplace. — On conçoit que, étant donnée une transformation adiabatique exprimée par l'équation de Laplace, on puisse substituer à la mesure de l'un des paramètres p et v celle d'un autre paramètre lié invariablement à ceux-là. C'est ainsi qu'Assmann, après avoir discuté les méthodes connues de son temps et les avoir écartées comme étant impropres à une détermination précise, proposa une nouvelle méthode, applicable aux gaz et aux vapeurs à toutes pressions, et qui reposait uniquement sur l'observation directe des oscillations d'un pendule (¹). En voici le principe.

Pour tout mouvement oscillatoire où la force accélératrice f est proportionnelle à la distance x à la position d'équilibre ($f = kx$), la durée d'une oscillation simple est donnée par la formule

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{k}}.$$

En particulier, les petites oscillations d'un pendule simple de longueur l ont pour durée

$$T = \pi\sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Pour les petites oscillations d'un liquide qu'on fait osciller dans les branches d'un tube en U, sous une longueur l et avec une dénivellation $2x$ (*fig.* 3), la force accélératrice a pour valeur $\frac{2xg}{l}$,

Fig. 3.

et la durée d'oscillation

$$T = \pi\sqrt{\frac{l}{2g}};$$

(¹) C. Assmann, *loc. cit.*

c'est-à-dire que la colonne liquide l oscille comme un pendule de longueur $\frac{l}{2}$.

Si, maintenant, on ferme les deux branches du tube, ou simplement l'une d'elles, en laissant une certaine masse gazeuse au-dessus du niveau liquide, la période sera modifiée par la force élastique du gaz confiné; et, comme cette force élastique subira, du fait des oscillations, des variations, *qu'on peut considérer comme adiabatiques,* on conçoit que le coefficient γ doive intervenir dans la formule de la nouvelle durée d'oscillation.

Assmann prenait le mercure comme liquide oscillant; il confinait une masse d'air dont le volume était égal à une colonne de hauteur λ et de section égale à celle du tube, et il opérait sous la pression barométrique h. Dans ces conditions, la nouvelle durée d'oscillation était

$$T_1 = \pi \sqrt{\frac{l}{g\left(2+\frac{\gamma h}{\lambda}\right)}}.$$

En comparant cette nouvelle durée à la précédente, il en tirait

$$\left(\frac{T}{T_1}\right)^2 = 1 + \frac{\gamma h}{2\lambda}, \qquad \text{d'où} \qquad \gamma = \frac{2\lambda}{h}\left[\left(\frac{T}{T_1}\right)^2 - 1\right] \quad (^1).$$

Ces recherches furent reprises, beaucoup plus tard, avec la même méthode et un appareil analogue, et d'après le même programme, par M. Müller (²) qui les a étendues à un grand nombre de gaz, 21 en tout.

On peut reprocher à ses mesures, comme à celles d'Assmann, outre leur complexité, le défaut d'adiabatisme de l'opération, dû non seulement à la notable durée des oscillations (en moyenne $0^s,60$), mais encore à la faible capacité des enceintes à gaz (au-dessous de $1^{lit},5$).

(¹) On trouvera dans le Tableau (p. 463 et suiv.) les résultats numériques des mesures d'Assmann, ainsi que des autres Mémoires cités ou analysés dans cet Article. Tous ces Mémoires ont été analysés *in extenso* dans ma Thèse (Gauthier-Villars, 1895).

(²) *Détermination du rapport des chaleurs spécifiques des gaz et des vapeurs*, par P.-A. Müller (de Kœnigsberg) (*Wiedemann's Ann*, t. XVIII; 1883).

VI. *Autres méthodes directes : Emploi des autres formules adiabatiques.* — En combinant l'équation de Laplace avec l'équation caractéristique du gaz parfait

$$pv - RT = o, \tag{6}$$

on peut former deux nouvelles relations adiabatiques, soit entre les températures et les volumes, soit entre les températures et les forces élastiques de l'état initial (p_i, T_i, v_i) et de l'état final (p_f, v_f, T_f), qui sont l'une et l'autre fonction de γ.

En éliminant p, au moyen de l'équation (6), on a l'équation générale

$$Tv^{\gamma-1} = \text{const.}; \tag{7}$$

et, en appliquant cette équation à une transformation adiabatique finie $M_i M_f$ (*fig.* 2), il vient

$$T_i v_i^{\gamma-1} = T_f v_f^{\gamma-1},$$

d'où

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{v_i}{v_f}\right)^{\gamma-1}. \tag{7 bis}$$

De même, en éliminant v, on arrive à l'équation générale

$$T^{\gamma} p^{-(\gamma-1)} = \text{const.} \tag{8}$$

En appliquant cette équation à la transformation $M_i M_f$, il vient

$$\frac{T_f}{T_i} = \left(\frac{p_f}{p_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \tag{8 bis}$$

L'une et l'autre de ces formules permettront de calculer γ, si l'on connaît deux groupes de valeurs soit de T et v, soit de T et p, correspondant à deux états d'une même transformation adiabatique. Mais la substitution d'une mesure de température à une mesure de volume ou de pression n'est pas un progrès, au point de vue expérimental. Elle exige, en effet, l'emploi d'un thermomètre d'une sensibilité extrême et d'une masse négligeable, et elle suppose que la région du gaz où se fait la mesure est en parfait équilibre thermique avec toute la masse.

Deux expérimentateurs seulement, à ma connaissance, se sont risqués à employer cette méthode : MM. Favre et Silbermann, dès 1853, sans aucun résultat acceptable, et, récemment, MM. O. Lummer et E. Pringsheim, avec un certain succès. Favre et Silbermann ([1]) ne s'occupèrent pas, à proprement parler, de γ; — car « tout porte à croire, disent-ils, que les expériences de Dulong ont déterminé pour les divers gaz le rapport γ avec une grande exactitude »; — ils se proposèrent de déterminer directement les quantités de chaleur, dégagées ou absorbées, par les compressions ou dilatations successives d'un même gaz ([2]). Quant à MM. O. Lummer et E. Pringsheim ([3]), on a vu, dans l'Analyse que le *Journal* a publiée de leurs travaux ([4]), qu'ils partirent de la formule (8 *bis*), mise sous la forme logarithmique

$$\gamma = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p^2} - \log \frac{T_1}{T_2}}, \tag{8 ter}$$

T_1 et T_2 étant les températures absolues corrélatives des deux forces élastiques p_1 et p_2. Ils se donnaient d'avance p_1 et T_1 et, comme ils choisissaient pour p_2 la pression barométrique du moment, il n'y avait, en réalité, qu'à mesurer T_2. C'est dans cette mesure de T_2 que réside l'originalité de la méthode au point de vue expérimental.

VII. *Autre méthode directe : Application du théorème de Reech.* — Du théorème général de Reech, lequel s'applique à la transformation d'une substance quelconque, on déduit la for-

---

([1]) FAVRE et SILBERMANN, *Chaleur mise en jeu dans l'acte de la compression et de la dilatation subite de plusieurs gaz* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXXVII).

([2]) Cé Mémoire ne constitue qu'un Chapitre du grand Mémoire de ces deux physiciens : *Recherches sur les quantités de chaleur dégagées dans les actions chimiques et moléculaires* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXXIV, XXXVI et XXXVII).

([3]) O. LUMMER et E. PRINGSHEIM, *Nouvelle détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques de l'air* (*Verhandlungen der physikalischen Gesellschaft zu Berlin im Jahre* 1887).

([4]) *Voir* p. 368 de ce volume.

mule

$$\frac{C}{c} = \frac{dp_q}{dp_t}, \tag{9}$$

qui, appliquée à un gaz, exprime le fait suivant :

Le rapport $\frac{C}{c}$ des deux chaleurs spécifiques d'un gaz est égal au rapport des variations élémentaires de force élastique $\frac{dp_q}{dp_t}$, qui correspondent à une même variation de volume élémentaire, réalisée successivement par voie adiabatique (dp_q) et par voie isotherme (dp_t).

L'emploi de cette formule a été le principe de mes Recherches sur la détermination de γ; l'exposé de ce travail fera l'objet d'un Article ultérieur.

VIII. *Les méthodes indirectes : Application de la formule de la vitesse du son.* — La méthode fondée sur l'emploi de la formule de la vitesse du son est le type des méthodes indirectes.

1° *Principe de la méthode.* — On sait que la formule de Newton, corrigée par Laplace, est

$$V = \sqrt{\frac{p}{\rho}\gamma}. \tag{10}$$

Soient d la densité d'un gaz, t sa température (évaluée au thermomètre normal), α son coefficient de dilatation, p sa pression actuelle, et soient p_n la pression normale et a_n la masse spécifique normale de l'air. On a

$$\rho = da_n \frac{p}{p_n} \frac{1}{1+\alpha t},$$

d'où

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_n(1+\alpha t)}{da_n} = \frac{p_n \alpha T}{da_n};$$

par suite

$$V = \sqrt{\frac{p_n \alpha T}{da_n}\gamma} = A\sqrt{\frac{T}{d}\gamma},$$

en posant

$$A = \frac{p_n \alpha}{a_n}$$

(coefficient constant).

Pour un autre gaz, pris dans d'autres conditions de température et de pression, on aura

$$V' = A\sqrt{\frac{T'}{d'}\gamma'}.$$

Supposons maintenant qu'on fasse résonner successivement deux tuyaux sonores, l'un dans une atmosphère du premier gaz, l'autre dans une atmosphère du deuxième gaz. On a :

Pour le premier..................... $V = n\lambda = A\sqrt{\frac{T}{d}\gamma},$

Pour le deuxième.................... $V' = n'\lambda' = A\sqrt{\frac{T'}{d'}\gamma'},$

d'où

$$(11) \qquad \frac{n}{n'}\frac{\lambda}{\lambda'} = \sqrt{\frac{T}{T'}\frac{d'}{d}\frac{\gamma}{\gamma'}}.$$

On peut appliquer cette formule de deux manières différentes.

2° *Procédé de Dulong.* — Supposons qu'on produise dans les deux gaz deux sons de *même longueur d'onde;* il suffit pour cela de faire rendre le *même harmonique* au même tuyau, dans les deux gaz différents. On a alors, d'après les lois de Bernoulli,

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = 1$$

et

$$(11\ bis) \qquad \frac{\gamma}{\gamma'} = \left(\frac{n}{n'}\right)^2 \frac{d}{d'}\frac{T'}{T}.$$

On n'a qu'à mesurer les hauteurs des deux sons et les températures pour avoir le rapport des coefficients caractéristiques de deux gaz de densités connues : c'est le *procédé de Dulong.*

3° *Procédé de Kundt et Warburg.* — Supposons maintenant qu'on produise dans les deux gaz deux sons de *même hauteur :* il suffit de faire résonner *à l'unisson* deux tuyaux différents. On a alors

$$\frac{n}{n'} = 1$$

et

(11 *ter*) $$\frac{\gamma}{\gamma'} = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2 \frac{d}{d'} \frac{T'}{T}.$$

On n'a qu'à mesurer les longueurs d'onde du son rendu par les deux tuyaux, ainsi que les températures, pour avoir le rapport des coefficients γ caractéristiques de deux gaz de densités connues : c'est le *procédé de Kundt et Warburg*.

4° *Application de la méthode.* — Un grand nombre d'expérimentateurs ont employé cette méthode, par l'un ou l'autre procédé, et presque tous pour le même objet théorique, celui de comparer entre elles les formules auxquelles conduit la théorie cinétique des gaz et d'en apprécier le degré de généralité. On peut les grouper autour de deux noms (en dehors de Newton, de Laplace et de Poisson, les illustres promoteurs de la formule) : celui de Dulong, qui a fait le premier une application systématique de la méthode à l'air et à d'autres gaz; celui de Kundt, qui a le premier indiqué un procédé rigoureux pour appliquer la méthode à tous les gaz et aux vapeurs, à des températures et sous des pressions quelconques (¹).

5° *Objections à la méthode.* — Indépendamment des objections particulières qu'on peut faire, au point de vue expérimental, aux divers travaux exécutés d'après cette méthode, il y a deux objections qui leur sont communes, parce qu'elles s'adressent à leur principe même.

(¹) Expériences de Dulong, *Recherches sur les chaleurs spécifiques des fluides élastiques* (*Annales de Chimie et de Physique*, 2ᵉ série, t. XLI; 1828). — Autres travaux s'y rattachant : Calculs de Masson (*loc. cit.*, 1858). — Calculs de Hirn (*loc. cit.*, 1861). — Travaux d'Assmann et examen critique des expériences de Dulong (*loc. cit.*, 1852). — Expériences de M. Tito Martini [*La velocita del suono nel cloro* (*Il Nuovo Cimento*, 3ᵉ série, t. IX, 1881)].

Expériences de A. Kundt et E. Warburg [*Ueber die specifische Wärme des Quecksilbergases* (*Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft zu Berlin, erster Jahrgang*, 1875)]. — Autres travaux s'y rattachant : expériences de M. H. Kayser [*Détermination du rapport des chaleurs spécifiques de l'air par la vitesse du son* (*Wied. Ann.*, 2ᵉ série, t. II, 1877)]. — Expériences de M. A. Wüllner [*Ueber die Abhängigkeit der specifischen Wärme der Gase bei constanten Volumen von der Temperatur und der Wärmeleitungsfährigkeit*

En effet, la correction de Laplace, qui consiste à substituer à l'élasticité E le produit $p\gamma$, suppose d'abord que le gaz est parfait; elle suppose, en outre, que les ébranlements sonores qui se propagent dans le gaz sont infiniment petits. Dans le cas où ces ébranlements sont finis, les variations de pression et de volume ne peuvent plus être considérées comme des différentielles, et, au lieu d'exprimer le coefficient d'élasticité E par l'équation

$$E\left(-\frac{dv}{v}\right) = dp, \tag{12}$$

il faut l'exprimer par l'équation

$$E\left(\frac{v-v'}{v}\right) = p'-p. \tag{12 bis}$$

Or, si l'on suppose que la transformation est adiabatique, on aura

$$p'-p = p\,\frac{v^\gamma - v'^\gamma}{v'^\gamma};$$

ou, en posant

$$v' = v(1-\delta),$$

$$p'-p = p[(1-\delta)^{-\gamma}-1],$$

$$= p\left[\gamma\delta + \frac{\gamma(\gamma+1)}{1.2}\delta^2 + \ldots\right],$$

d'où enfin

$$E = p\gamma + p\,\frac{\gamma(\gamma+1)}{1.2}\delta + \ldots. \tag{12 ter}$$

La formule de la vitesse du son, corrigée, sera donc, dans le cas général des ébranlements finis,

$$V = \sqrt{\frac{p}{\rho}\gamma\left(1 + \frac{\gamma+1}{1.2}\delta + \ldots\right)}. \tag{10 bis}$$

---

der Gase (*Wied. Ann.*, 9e série, t. IV, 1878)]. — Expériences de K. Strecker : premier Mémoire (*Wied. Ann.*, t. XIII, p. 20; 1881); deuxième Mémoire (*Wied. Ann.*, t. XVII, p. 85; 1882); — Travaux de L. Boltzmann : première Note (*Wied. Ann.*, t. XIII, p. 54; 1881); deuxième Note (*Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 309: 1883); — Expériences de Neyreneuf [*Sur la vitesse du son dans les vapeurs* (*Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. IX, p. 1886)]. — Expériences de R. Cohen (*Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 628; 1889). — Expériences de M. Jaeger (*Wied. Ann.*, t. XXXVI, 1889). — Expériences de M. J. Webster Low [*Sur la vitesse du son dans l'air, les gaz et les vapeurs pour des sons simples de diverses hauteurs* (*Wied. Ann.*, t. LII, 1894)].

La formule de Laplace proprement dite, telle qu'elle a été employée par tous les expérimentateurs, ne convient donc qu'au cas d'*ébranlements infiniment petits,* se propageant dans *le gaz parfait.* Comme l'a fait remarquer Regnault et comme il l'a démontré expérimentalement, la vitesse du son est plus grande pour les fortes intensités que pour les faibles intensités [1].

IX. *Autres méthodes indirectes.* — Outre la formule de la vitesse du son, qui a donné lieu aux méthodes indirectes les plus nombreuses et les plus importantes, plusieurs autres formules ont servi, ou pourraient servir, à la détermination indirecte de γ. Les unes donnent γ directement en fonction d'autres grandeurs physiques, les autres donnent directement c, la chaleur spécifique à volume constant; et, comme la chaleur spécifique à pression constante est un nombre connu, pour l'air et la plupart des gaz, elles permettent d'arriver indirectement à la connaissance de γ.

Parmi les premières, je citerai celles de la théorie cinétique des gaz. On a déduit de celle de Clausius

$$\gamma = 1,66$$

pour les gaz monoatomiques.

D'après Maxwell, les molécules gazeuses complexes, mais élastiques et sphériques, se comportent comme des atomes : on a encore

$$K = H \qquad \text{avec} \qquad \gamma = 1,66.$$

Si les molécules cessent d'être sphériques, mais restent élastiques, on a

$$H = 2K \qquad \text{avec} \qquad \gamma = 1,333.$$

Enfin, d'après Boltzmann, on a, pour les molécules diatomiques,

$$\gamma \lesseqgtr 1,33,$$

suivant que la quantité ε est $\gtreqless 0$, et

$$\gamma < 1,33$$

pour toutes les molécules gazeuses polyatomiques.

---

(1) *Voir* J. VIOLLE, *Traité d'Acoustique,* p. 54.

Je citerai, en outre, la formule de l'équivalent mécanique de la calorie, dont on a fait fréquemment usage.

Parmi celles qui donnent directement c, on pourrait utiliser la formule

$$\Delta U = J c (t_i - t_f), \tag{13}$$

qui exprime la variation d'énergie interne du gaz parfait, en fonction de la variation des températures entre l'état initial et l'état final. En effet, comme on a d'ailleurs, par définition,

$$\Delta U = d\mathfrak{T} - J\, dQ, \tag{14}$$

on conçoit qu'on puisse déterminer directement c en faisant subir au gaz une transformation *adiabatique*, dans des circonstances où l'on pourrait mesurer $d\mathfrak{T}$ et $(t_i - t_f)$. Cette méthode n'a pas encore été employée pour la détermination directe de c [1].

X. *Objections générales aux méthodes antérieures.* — En dehors des causes d'erreur ou d'incertitude particulières aux méthodes que j'ai énumérées ci-dessus, il y a des objections générales à leur faire, l'une d'ordre théorique et les autres d'ordre expérimental.

1° Remarquons, en premier lieu, que toutes les méthodes di-

---

[1] Emploi de la formule de l'équivalent mécanique de la calorie : Calculs de Hirn (*Théorie mécanique de la chaleur*, t. I); Calculs d'Athanase Dupré (1863); Calculs de R.-C. Nichols [*On the Determination of the specific Heat of Gases and Vapours at constant Volume* (*Philosophical Magazine*, série IV, vol. XXXXVI, p. 289 et 361; 1878)]. — Méthodes fondées sur la détermination directe de c : Projet d'expériences de C.-K. Akin [*On a new Method for the direct Determination of the specific Heat of Gase at constant Volume* (*Philosophical Magazine*, t. XXVII, 4e série; 1864)]; Expériences de Jamin et Richard (*Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. LXXI; 1870); Expériences de M. J. Joly : premier Mémoire [*On the specific Heats of Gases at constant Volume*, Part. I : *Air, Carbon, Dioxide and Hydrogen* (*Phil. Trans.*, vol. CLXXXII; 1892)]; deuxième et troisième Mémoires [*On the specific Heats, etc.*, Part II : *Carbon, Dioxide* (*Phil. Trans.*, vol. CLXXXV; 1894) et Part III : *The specific Heat of Carbon, Dioxide as a function of Temperature* (*Phil. Trans.*, vol. CLXXXV; 1894)]. — Expériences de M. Silvio Lussana [*Sul Calore specifico dei Gas; Ricerche sperimentali* (*Nuovo Cim.*, 3e série, t. XXXVI; 1894)].

rectes et toutes les méthodes indirectes sont fondées sur l'application aux gaz réels de formules qui n'ont été démontrées ou admises que pour le gaz parfait. On commet donc nécessairement une erreur en substituant aux coefficients théoriques, dans ces formules, des données numériques fournies par l'expérience. Aucun des expérimentateurs, sauf Röntgen, ne paraît s'être préoccupé du défaut originel de ces méthodes, et Röntgen, qui l'a signalé nettement, n'a pas cherché à en corriger les effets. Ceux-ci sont d'autant plus marqués que l'on a introduit dans les formules des valeurs numériques plus notables des grandeurs à mesurer. On se rappelle, par exemple, que Cazin a démontré que la loi de détente des gaz réels n'est exprimée à peu près exactement par l'équation de Laplace que pour de *faibles surpressions initiales,* tandis qu'elle en diverge notablement pour des surpressions un peu fortes. L'emploi des formules adiabatiques à termes finis, qui a donné aux expérimentateurs l'*illusion* de pouvoir faire varier les paramètres dans des limites étendues, est donc *moins légitime* que l'emploi des formules approchées, à termes très petits, dont le type est la formule dite *de Clément et Desormes*

$$(5) \qquad \gamma = \frac{h_l}{h'_l - h_m}.$$

2° Les objections d'ordre expérimental, qui sont communes à toutes les méthodes directes, sont relatives à l'imparfaite réalisation de deux conditions essentielles :

L'adiabatisme de la transformation (détente ou compression) que l'on fait subir aux gaz en expérience;

Le maintien de la constance des conditions ambiantes de température et de pression, pendant la durée de la transformation.

Il est vrai que les expérimentateurs ont porté leurs efforts, soit sur les précautions à prendre pour assurer l'isolement thermique de l'enceinte à gaz, soit sur la correction des effets du rayonnement extérieur, soit sur le choix des circonstances de lieu et de temps les plus favorables à la constance de la température et de la pression ambiantes; mais ils ont négligé, dans une certaine mesure, le facteur essentiel du succès, je veux dire la rapidité de l'expérience. Il est évident, en effet, que la meilleure, sinon la seule manière d'annuler ces causes d'erreur ou de les réduire au

minimum, c'est de réduire au minimum la durée totale de l'expérience.

Laplace évaluait à *une tierce sexagésimale,* c'est-à-dire à $\frac{1}{60}$ de seconde, la durée des phases de compression et de décompression successives que subit l'air atmosphérique sur le passage des ondes sonores, et c'est cette courte durée qu'il considérait comme une preuve et une condition de l'adiabatisme de la transformation. Or, on a vu précédemment combien peu les expérimentateurs ont cherché à se rapprocher de cette limite. Pour ceux qui ont appliqué directement les formules adiabatiques, la durée totale de l'expérience se réduisait à la durée de la transformation elle-même, et celle-ci ne pouvait pas descendre au-dessous du minimum qui était nécessaire pour réaliser une détente *complète* ou une détente *de grandeur donnée :* or elle n'a guère été inférieure à 0,2 ou 0,3 seconde. Pour ceux qui ont appliqué la méthode dite *de Clément et Desormes,* la durée totale de l'expérience s'allongeait de celle de la phase de retour à l'isotherme initiale : aussi était-elle de 10 minutes du temps de Gay-Lussac, et elle est allée jusqu'à 30 minutes dans les expériences si soignées de Röntgen. On conçoit que le luxe des précautions qu'on a employées pour se mettre à l'abri des variations atmosphériques n'était pas un luxe inutile.

3° Quant aux méthodes indirectes, elles n'échappent à ces dernières causes d'erreur que pour retomber dans d'autres de même nature et de même importance; car la mesure de grandeurs, telles que la vitesse du son dans les gaz ou l'équivalent mécanique de la calorie, comporte aussi certaines approximations, et celles-ci sont transportées ensuite dans la valeur de γ qu'on en déduit au moyen des formules.

TABLEAU GÉNÉRAL DES DIVERSES VALEURS DE γ POUR L'AIR

(DANS LES CONDITIONS ORDINAIRES DE TEMPÉRATURE ET DE PRESSION VERS 15° ET 76[mm]) (¹).

MÉTHODES DIRECTES.

Méthode dite de Clément et Desormes.

	Auteurs.	Dates.
1,355	Laplace	1822
1,372 1,3748	Gay-Lussac et Welter	1822
1,33 1,39	Assmann	1852
1,4196	Masson	1858
1,4025	Weisbach	1859
1,3845	Hirn	1861
1,40	Ath. Dupré	1863
1,372	Tresca et Laboulaye	1865
1,41 1,407	Cazin	1862 1869
1,302	F. Kolhrausch	1869
1,4053	Röntgen	1873
1,4038	Paquet	1885

Application directe de la formule de Laplace.

	Auteurs.	Dates.
1,314	Witte	1869
1,391 1,397	Amagat	1873

Application indirecte de la formule de Laplace.

(Oscillations adiabatiques d'une colonne mercurielle)

	Auteurs.	Dates.
1,421 1,427	Assmann	1852
1,4046	Müller	1883

Application directe des autres formules adiabatiques.

	Auteurs.	Dates.
1,3840	Lummer et Pringsheim	1887
1,3994 1,4015	..	1894

Application de la formule de Reech modifiée.

	Auteurs.	Dates.
1,3924	Maneuvrier	1895

MÉTHODES INDIRECTES.

Application de la formule de la vitesse du son.

	Auteurs.	Dates.
1,4254	Poisson	1807
1,421	Dulong	1828
1,413	Assmann	1852
1,414	Masson	1858
1,4132	Hirn	1862
1,4106	Kayser	1877
1,40496	Wüllner	1878

Variation de γ avec la température.

		Auteurs.	Dates.
A 0°	1,40526	Wüllner	1878
A 100°	1,40289		
A 18°	1,40496		

Application de la formule de l'équivalent mécanique de la calorie.

	Auteurs.	Dates.
1,39335	Ath. Dupré	1863
1,409 1,4105	Nichols	1873

Déterminations séparées de C et de c.

	Auteurs.	Dates.
1,41	Jamin et Richard	1870
1,354	J. Joly 1892 (C=0,237, Regnault).	
1,362	J. Joly 1892 (C=0,2389, Wiedemann).	
1,38	J. Joly 1892 (C=0,2371 Lussana).	

Variation de γ avec la pression.

A 1 atm.	1,352	c.... Joly C.... Lussana.	1892 1894
A 17 atm.	1,60	c.... Joly C.... Lussana.	

(¹) Ces nombres ont été pris directement dans les Mémoires originaux.

TABLEAU DES VALEURS DE γ P

GAZ ou vapeurs.	γ.	TEMPÉRATURES.	AUTEURS.
Oxygène	1,4025	16°-20°	Müller.
	1,4150	»	Dulong.
	1,401	»	Masson.
	1,41	»	Cazin.
Hydrogène	1,420	»	Cazin.
	1,3852	»	Röntgen.
	1,407	»	Dulong.
	1,376	»	Masson.
	1,410	»	Jamin et Richard.
	1,4063	»	Lümmer et Pringsheim.
	1,4084		
	1,384	15°	Maneuvrier.
Azote	1,41	16°-20°	Cazin.
	1,401	»	Masson.
Chlore	1,323	20°-340°	Strecker.
	1,366	0°	Martini, 1881.
Brome	1,1293	20°-388°	Strecker, 1881.
Acide chlorhydrique	1,3980	19°-41°	Müller.
	1,389	20°	Strecker, 1882.
	1,400	100°	
	1,392	»	Masson.
Acide iodhydrique	1,397	20°	Strecker.
	1,396	109°	

GAZ ou vapeurs.	γ.
Acide bromhydrique	1,36
	1,42
	1,44
Oxyde de carbone	1,40
	1,39
	1,41
	1,42
	1,40
	1,30
	1,30
Acide carbonique	1,29
	1,29
	1,26
	1,29
	1,29
	1,33
	1,31
	1,40
	1,40
	1,29
	1,29
Protoxyde d'azote	1,31
	1,27
	1,26
	1,28
Acide sulfureux	1,26
	1,25
	1,24

(1) Ces nombres ont été pris en partie dans les Mémoires originaux, en partie dans les Tables de Landolt et Bern

ES DIVERS GAZ ET VAPEURS [1].

…RA- …S.	AUTEURS.
38°	Müller.
	Strecker.
	Wüllner.
	Cazin.
	Dulong.
	Masson.
	Masson.
	Röntgen.
	De Lucchi.
	Amagat.
	Müller.
	Lümmer et Pringsheim.
	Dulong.
	Wüllner.
	Jamin et Richard.
	Maneuvrier.
	Wüllner.
	Masson.
	Cazin.
	Cazin.
-34°	Müller.
	Masson.

GAZ ou vapeurs.	γ.	TEMPÉRATURES.	AUTEURS.
Acide sulfhydrique..	1,2759	10°-40°	Müller.
	1,258	»	Masson.
Ammoniac..........	1,2622	21°-40°	Müller.
	1,3172	0°	Wüllner.
	1,2770	100°	Wüllner.
	1,328	»	Cazin.
	1,300	»	Masson.
Méthane............	1,3160	11°-30°	Müller.
	1,315	»	Masson.
Éthylène.......	1,2430	22°-38°	Müller.
	1,24548	0°	Wüllner.
	1,1870	100°	Wüllner.
	1,240	»	Dulong.
	1,257	»	Masson.
	1,257	»	Cazin.
Mercure............	1,66	275°-356°	Kundt et Warburg.
Phosphore..........	1,175	300°	De Lucchi.
Eau................	1,277	103°-104°	De Lucchi.
	1,287	144°-310°	Cohen.
	1,321	100°	Neyreneuf, 1886.
Alcool.............	1,14	80°	Id.
Éther..............	1,093	35°	Id.

…s les Tableaux du Mémoire de M. Silvio Lussana.

SUR LA MESURE DES POTENTIELS TRÈS ÉLEVÉS. ÉLECTROMÈTRES ABSOLUS : MODÈLE ÉTALON, MODÈLE SIMPLIFIÉ;

Par MM. H. ABRAHAM et J. LEMOINE.

Le contrôle de la sensibilité d'un électromètre demande que l'on puisse obtenir un potentiel qui demeure constant pendant quelques minutes. Nous avons employé, pour atteindre ce résultat, la disposition suivante :

La machine électrostatique est animée d'un mouvement de rotation très régulier qui lui est donné par une petite machine dynamo-électrique. Les pôles sont armés de pointes entre lesquelles jaillit une effluve permanente. L'un de ces pôles est relié directement au sol. L'autre, à l'aide d'un conducteur médiocre (ficelle noyée dans la paraffine), communique avec l'armature intérieure d'une jarre dont l'armature extérieure est au sol. L'armature intérieure de la jarre prend un potentiel remarquablement constant.

Voici, comme contrôle, des mesures de ce potentiel, faites à quelques minutes d'intervalle :

m s	volts
0. 0	19970
0.40	19980
2. 0	19990
3.10	19980
4.50	19990
6.15	19980

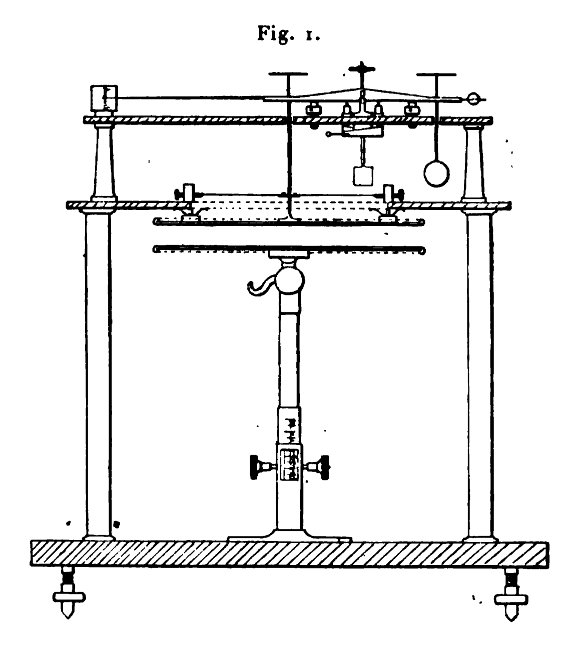
Sans rien changer au dispositif, on peut opérer dans des limites très étendues; nous avons fait des mesures à 1000 volts et à 100000 volts. Le réglage est particulièrement facile et sûre entre 5000 volts et 50000 volts.

Électromètre absolu étalon. — Cet appareil est analogue à celui que M. Baille a construit autrefois sur le principe bien connu donné par Lord Kelvin.

La balance est à court fléau (bras de levier $= 6^{cm}$) et l'oscillation est limitée par des butoirs. Elle est établie sur une table solide en laiton, portée par quatre colonnes métalliques, à 28^{cm} au-

dessus de la base de l'appareil (*fig.* 1). Cette table est percée d'une large ouverture circulaire qui laisse passer le disque attiré. Les bords de l'ouverture portent trois fortes vis de rappel qui soutiennent l'anneau de garde et permettent son réglage. Le disque mobile est maintenu centré dans l'anneau de garde au moyen de trois haubans horizontaux très légers, à peine tendus. Il a un rayon de $5^{cm},95$, calculé de façon qu'il soit attiré avec une force de 5^{gr} par un plan indéfini, parallèle, situé à 1^{cm} de distance et présentant avec lui une différence de potentiel de 10000 volts.

Fig. 1.



Ce disque est en aluminium. Il est accroché à l'une des extrémités du fléau de la balance et compensé par un contre-poids accroché à l'autre extrémité. Les écrous de réglage habituels sont placés sur le fléau. Les plateaux sont situés au-dessus des couteaux de suspension, et l'aiguille prolonge le fléau du côté opposé au contre-poids.

Cette balance donne aisément le milligramme.

Le socle de l'appareil, les colonnes montantes, la balance, le disque et l'anneau de garde forment un seul conducteur relié au sol.

Au-dessous du disque attiré se déplace verticalement un grand plateau horizontal isolé. Son rayon, égal à celui de l'anneau de garde, est de 11^{cm}; on le met en communication, au moyen d'un crochet qui se voit au-dessous, avec le conducteur dont on mesure le potentiel.

Il est soutenu en son centre par une genouillère servant au réglage. L'isolement est assuré par une colonne de verre de $7^{cm},5$ de hauteur, vernie à la gomme laque. La course du plateau est un peu inférieure à 5^{cm}. Ces déplacements sont produits et mesurés au moyen du pied à crémaillère, avec fenêtre à vernier, planté sur le socle.

Les plateaux, travaillés par une méthode de retouches locales, sont dressés au centième de millimètre. Leur distance, qui est de plusieurs centimètres, est mesurée au millième par le vernier; l'électromètre devra donc donner cette précision dans la mesure des potentiels. Ainsi, une différence de potentiel de 40000 volts sera mesurée à 40 volts près.

Pour faire une mesure, on soulève le plateau inférieur jusqu'à ce que l'attraction équilibre la surcharge placée d'avance. A ce moment, la balance culbute, car l'équilibre est instable. Dans ces conditions, les mesures se font avec une grande netteté.

Cependant l'appareil permet d'opérer en équilibre stable en donnant au fléau un moment de stabilité suffisant. A cet effet, le fléau porte un quatrième couteau, situé à 6^{cm} au-dessous du couteau principal.

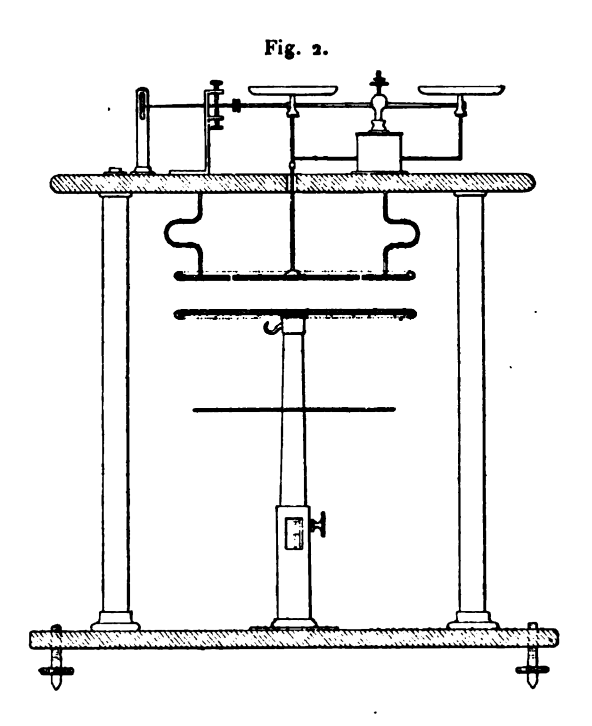
L'équilibre devient stable quand on suspend à ce couteau un plateau chargé d'un poids suffisant qui, d'ailleurs, n'excède jamais 100^{gr}.

Modèle simplifié. — Nous avons fait exécuter un modèle simplifié de cet appareil (*fig.* 2), d'un maniement plus commode et se prêtant aux expériences de cours. La balance est une petite balance de Roberval du modèle commercial : elle est sensible au centigramme. Les réglages délicats ont été supprimés; le disque mobile et l'anneau de garde sont mis en place par des flexions de leurs tiges de support. Ces tiges sont en cuivre rouge très doux.

D'autre part, l'isolement est renforcé. Les colonnes montantes sont entourées de tubes de verre et la tige du plateau inférieur

supporte un large plateau de verre qui empêche les effluves vers le socle de l'appareil. On peut ainsi monter jusqu'à 100000 volts et la précision atteint le *centième*.

Fig. 2.



APPLICATION. — CONTRÔLE DE L'EFFICACITÉ DE L'ANNEAU DE GARDE. — La formule de l'électromètre absolu à anneau de garde n'est correcte que si la distance des plateaux n'est pas trop grande par rapport aux dimensions de l'anneau de garde. Nous nous sommes proposé de déterminer expérimentalement à partir de quel écartement se ferait sentir l'influence perturbatrice des bords du condensateur.

A cet effet, opérant avec notre électromètre étalon, nous maintenons le potentiel V constant, et nous le mesurons successivement en équilibrant l'attraction des plateaux situés à la distance e par une force F, puis l'attraction des plateaux situés à la distance e' par la force F′. La formule de l'électromètre fournit la relation

$$V = ke\sqrt{F} = ke'\sqrt{F'} = \text{constante}.$$

Les expériences de contrôle pour les faibles distances présentent une concordance remarquable :

F.	e.	$e\sqrt{F}$.
gr	mm	
9	6,33	18,99
16	4,75	19,00
25	3,79	18,95
36	3,16	18,96

La constance du produit $e\sqrt{F}$ se conserve pour des distances plus grandes : dans une série d'expériences ayant duré sept minutes, on plaçait alternativement sur le plateau de la balance des poids de 20^{gr} et de 5^{gr}. Voici les valeurs moyennes trouvées pour les distances correspondantes e, et en regard les valeurs absolument concordantes ; on en déduit pour le potentiel V :

F.	e moyen.	V.
20^{gr}	$11^{mm},18$	22360^{volts}
5^{gr}	$22^{mm},34$	22340^{volts}

Mais, pour des distances plus grandes, la concordance cesse d'être satisfaisante. Aux grandes distances, l'influence des bords se révèle par une attraction trop faible, c'est-à-dire que le produit $e\sqrt{F}$, ou bien encore le potentiel calculé $V = ke\sqrt{F}$ décroît quand la distance croît. En voici un exemple :

F.	e.	$e\sqrt{F}$.	V.
20^{gr}	$14^{mm},60$	65,29	29200^{volts}
5^{gr}	$29^{mm},14$	65,15	29140^{volts}

Un écart de $\frac{1}{400}$ apparaît, déjà supérieur aux erreurs accidentelles.

Dès qu'on dépasse un écartement de 3 centimètres entre les plateaux, la diminution du produit $e\sqrt{F}$ s'accentue très rapidement et atteint $\frac{1}{100}$ quand la distance des plateaux arrive à 4 centimètres. L'appareil ne peut plus fournir alors de mesures absolues.

En définitive, nous croyons pouvoir conclure de ces déterminations que :

L'emploi de l'électromètre à disque plan et anneau de garde

comme instrument absolu est légitime si la distance des plateaux ne dépasse pas la moitié de la largeur de l'anneau de garde.

SUR LA CHUTE DES POTENTIELS LE LONG DU FIL D'UN RUHMKORF;

PAR M. WLADIMIR DE NIKOLAIEVE.

Chaque spire est traversée par deux flux magnétiques; l'un est l'induction magnétique, longeant le noyau, et l'autre est dû à la self-induction de la bobine; chacun de ces flux est le même pour chaque spire, de sorte que la force électromotrice totale dans chaque spire est aussi la même. Comme la phase du courant, à chaque instant, est presque la même dans toutes les spires, nous voyons que les intensités des courants et les forces électromotrices sont les mêmes pour chaque spire; mais les résistances des spires sont différentes, de sorte qu'il doit exister un mécanisme égaliseur des courants qui n'est autre chose que la chute du potentiel. Considérons la $K^{\text{ième}}$ couche de la bobine; soient r_k sa résistance et $\Delta_k V$ la différence des potentiels à ses extrémités; en égalant les expressions des intensités des courants dans la couche considérée et dans la bobine entière, nous aurons

$$\frac{Em + \Delta_k V}{r_k} = \frac{nEm}{r_1 + \ldots + r_n},$$

(Em) désignant la force électromotrice d'origine magnétique et (n) le nombre total des couches. On en tire

$$\Delta_k V = Em \frac{nr_k - (r_1 + \ldots + r_n)}{(r_1 + \ldots + r_n)};$$

cette formule montre qu'il y a deux chutes, de directions opposées; dans les couches situées à l'intérieur de la moyenne, la chute agit contrairement à la force (Em); dans les couches extérieures elle s'accorde avec la force (Em).

Si la bobine était formée d'une seule spire de résistance homogène, aucune chute n'existerait et le courant n'aurait aucun champ électrique extérieur.

Mais si la spire ou l'anneau se compose, par exemple, de deux arcs de même longueur, mais de résistances différentes, chaque arc aura sa propre chute.

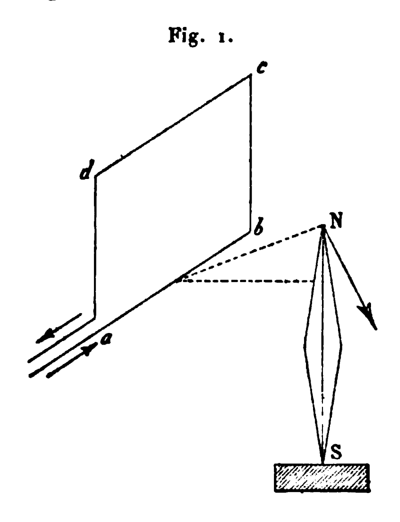
La valeur de cette chute pourra se calculer dans le cas d'un courant sinusoïdal; elle dépend de (E*m*), des résistances et du coefficient L.

EXPÉRIENCES DÉMONSTRATIVES DE L'ACTION DU COURANT SUR UN POLE MAGNÉTIQUE;

PAR M. WLADIMIR DE NIKOLAIEVE.

Une grande aiguille de 25^{cm} à 30^{cm} de longueur est disposée verticalement sur un bouchon ou autre flotteur (*fig.* 1 et 2); un grand cadre (*abcd*), formé de plusieurs tours pour augmenter le champ, est traversé par un courant; on met le plan du cadre ver-

Fig. 1.



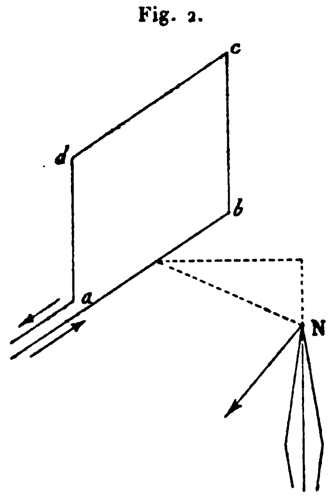
ticalement, près de l'aiguille, de deux manières : le côté inférieur (*ab*) peut être au-dessous du niveau du pôle supérieur ou bien au-dessus.

Après l'installation du cadre on lance le courant et, selon la disposition relative, l'aiguille est fortement repoussée ou attirée par le cadre; en déplaçant le cadre alternativement en

bas et en haut on peut forcer l'aiguille à prendre un mouvement de va-et-vient.

A cause de la perméabilité transversale de l'aiguille aux lignes du champ, son plan est toujours perpendiculaire au côté (*ab*) du cadre.

Fig. 2.



Les *fig.* 1 et 2 montrent l'action du courant sur le pôle nord dans les deux positions du cadre.

Cas paradoxal. — Si, dans la disposition de la *fig.* 1, le côté (*ab*) est très près de l'aiguille, par exemple à 1^{mm} ou 2^{mm}, l'aiguille est attirée vers le courant; ce fait s'explique par la perméabilité transversale de l'aiguille; dans chaque position du cadre, les lignes de force du champ provoqué par le courant (*ab*) pénètrent transversalement la masse de l'aiguille et tendent à la rapprocher du courant; si la distance mutuelle dépasse une certaine limite, l'effet prépondérant est dû à la réaction entre les lignes du champ et les lignes propres à l'aiguille; dans le cas contraire, les lignes les plus intenses du champ, traversant l'aiguille transversalement, produisent l'effet prépondérant.

L'aiguille jouant le rôle d'un diamagnétique. — Si l'aiguille est tangente aux lignes du champ et si, en même temps, la direction du champ est opposée à l'induction propre à l'aiguille,

alors elle est imperméable longitudinalement aux lignes du champ et se comporte comme un corps diamagnétique; du reste, la considération des réactions entre les lignes du champ et les lignes de l'aiguille même montre encore qu'elle se déplacera vers les points de force minimum. Si l'on dispose le cadre horizontalement, de manière qu'il entoure l'aiguille, celle-ci se comportera, selon la direction du courant, comme un corps paramagnétique ou comme un corps diamagnétique; dans le second cas elle pourra servir à déterminer les points de force minimum dans les champs produits par les courants de différentes formes.

SUR LA RÉSISTANCE D'UNE ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE;

PAR M. VICTOR BIERNACKI [1].

I. Soit un résonateur hertzien en résonance avec un excitateur. Les vibrations forcées et les vibrations propres du résonateur, dont l'existence simultanée explique, d'après M. Poincaré et M. Bjerkness, la résonance multiple, ont alors même période, et il résulte de la théorie du résonateur due à M. Bjerkness que ces deux vibrations ont des phases opposées dans le résonateur. Pour que ces deux vibrations opposées se détruisent complètement, il suffit qu'elles aient même amortissement, c'est-à-dire qu'il y ait égalité entre la résistance de l'excitateur et celle du résonateur. L'auteur a vérifié cette conséquence de l'existence réelle de deux sortes de vibrations dans le résonateur : en augmentant progressivement la résistance du résonateur, d'abord plus faible que celle de l'excitateur, il réalise la destruction de toute vibration électrique du résonateur; il doit à ce moment, d'après la théorie, y avoir égalité des résistances du résonateur et de l'excitateur. Or l'excitateur et le résonateur employés étaient égaux de formes, dimensions et nature; seulement à l'étincelle de l'excitateur correspondait une résistance R reliant les deux boules de cuivre du résonateur. La valeur R_0 de R qui

---

(1) Extrait par M. Sagnac.

réalise l'interférence complète est donc la valeur de la résistance de l'étincelle de l'excitateur.

L'excitateur, actionné par une bobine d'induction, est, ainsi que le résonateur, formé de deux boules de laiton de distance l variable, reliées à deux plaques de zinc carrées de 40^{cm} de côté par deux fils de $0^{cm},44$ d'épaisseur, parallèles sur 1^{m} de long, puis coudés à angle droit, dans le prolongement l'un de l'autre et des plaques, sur 35^{cm} de long. Les plaques de zinc du résonateur sont à une distance de 6 à 10^{cm} des plaques parallèles de l'excitateur. La résistance variable R est une dissolution de sulfate de cuivre de dilution variable depuis la solution saturée jusqu'à l'eau pure et enfermée dans un tube de verre de 10^{cm} de long et de 1 à 2^{cm} de diamètre. Le choix d'un électrolyte se justifie par la double propriété des électrolytes de ne modifier qu'insensiblement le coefficient de self-induction du résonateur et de ne pas changer beaucoup de résistance quand l'oscillation électrique de rapidité ordinaire d'abord devient ensuite hertzienne. La résonance est constatée par l'illumination d'un tube de Geissler formant pont entre les deux fils parallèles du résonateur. A mesure qu'on étend d'eau la dissolution de sulfate de cuivre, le tube devient moins lumineux puis s'éteint pour une certaine dilution; au delà de cette dilution, c'est-à-dire pour des résistances R supérieures à R_0, le tube redevient lumineux. Le tube s'éteignant quand R est entre 300 C.G.S. et 800 C.G.S., l'étincelle de 1^{cm} de long employée avait donc une résistance comprise entre ces mêmes limites.

En employant un bolomètre de Rubens et Paalzow, sensible aux faibles oscillations, l'auteur a pu expérimenter sur des étincelles de longueur l inférieure à 1^{cm}. La résistance observée est alors plus grande; par exemple, pour $l = 0^{mm},4$, la résistance est comprise entre 1200 C.G.S. et 1500 C.G.S.

Cette augmentation de résistance de l'étincelle, corrélative de sa diminution de longueur, peut paraître étrange. Mais il faut remarquer que la variation de longueur entraîne des variations dans les différentes propriétés de l'étincelle : pour une petite distance l des boules, il est difficile d'obtenir une étincelle blanche et rectiligne; même aussitôt après le nettoyage des surfaces de

laiton, l'étincelle est légèrement violette, ramifiée, etc.; une étincelle plus longue est plus facilement bien blanche, rectiligne, éclatant avec plus de force. Or c'est cette dernière forme d'étincelle qui est *efficace*, d'après Hertz, dans ses belles expériences. Le fait établi plus haut que cette étincelle possède une résistance inférieure à celle de l'étincelle courte et violette explique parfaitement cette efficacité.

II. Des considérations différentes conduisent à des expériences qui confirment et complètent le résultat précédent. Le phénomène de la décharge *intermittente,* découvert par Feddersen, se produit pour une plus grande résistance (toutes choses égales d'ailleurs) que le phénomène de la décharge *oscillante*. Dans le premier cas les décharges se succèdent dans le même sens; il y a un conducteur constamment positif, reconnaissable à la traînée lumineuse avoisinante, et un conducteur constamment négatif, reconnaissable à un point étincelant entouré d'un espace moins lumineux ordinairement violet. Dans le cas de la décharge oscillante, il n'y a plus pour l'œil dissymétrie entre les deux pôles qui s'intervertissent rapidement et la décharge est sur toute sa longueur une traînée lumineuse éclatante et continue. Donc, quand, toutes les conditions restant d'ailleurs les mêmes, on fera seulement varier la distance des deux boules de laiton, on pourra dire que la résistance a augmenté si l'on est passé de la décharge symétrique et par conséquent oscillante à la décharge dissymétrique et par conséquent intermittente.

L'auteur a simplement employé une machine électrique ordinaire de Töpler-Voss. C'est en écartant les pôles de la machine, d'abord distants de 1^{cm} par exemple, qu'on passe de la décharge intermittente à la décharge oscillante. L'écartement des boules fait donc bien diminuer la résistance de l'étincelle.

Difficile à voir avec des boules bien propres et polies, le phénomène est très net quand les surfaces de laiton sont rugueuses et usées. Pour étudier cette influence de la nature des surfaces, l'auteur a couvert les boules de noir de platine. Si la distance l des boules augmente à partir d'une faible valeur, l'étincelle d'abord non oscillante (première phase) devient oscillante

(deuxième phase), puis de nouveau non oscillante (troisième phase) pour les plus grandes valeurs de l (¹). Dans la troisième phase, l'influence des surfaces existe encore faiblement, car l'étincelle éclatait de temps à autre entre les parties polies des boules supposées noircies dans leurs parties les plus rapprochées, c'est-à-dire suivait le chemin le plus long; on remarquait en même temps que l'étincelle était oscillante quand elle éclatait entre les parties polies, et intermittente quand elle éclatait entre les parties noircies. L'état rugueux de la surface des électrodes augmente donc la résistance de l'étincelle.

III. L'auteur explique ces phénomènes en supposant que la résistance R_0 de l'étincelle dépend non seulement de sa longueur, qu'il fait intervenir par un terme linéaire Al, mais encore de certaines propriétés physiques variant en particulier avec l'état des surfaces, et qu'il représente par un terme $\frac{B}{l^n}$, où B et n sont des constantes positives comme A. Cette dernière influence, qui tendrait à augmenter la résistance, serait prépondérante pour les faibles longueurs d'étincelle. La longueur l de l'étincelle augmentant, la diminution de cette influence complexe entraînerait une diminution de résistance, jusqu'au moment où, l'influence de la longueur redevenant prépondérante, la résistance augmenterait avec la longueur de l'étincelle. Une formule du type

$$R = Al + \frac{B}{l^n}$$

résume, en effet, les résultats de l'auteur. Le coefficient B, pour les surfaces polies, est bien plus faible que pour les surfaces rugueuses ou recouvertes de noir de platine. Il est évident que les particules métalliques, transportées dans toute étincelle par la décharge, se détachent plus facilement d'une surface recouverte de noir de platine que d'une surface polie. C'est cette pulvérisation des électrodes pendant la décharge qui doit augmenter la

(¹) Dans la troisième phase, les pôles étaient renversés par rapport à leurs positions dans la première phase. Ce fait dépend probablement du fonctionnement assez complexe et encore incomplètement expliqué de la machine d'induction.

résistance de l'étincelle. Sans faire d'hypothèse prématurée sur la nature d'une pareille action, on peut supposer qu'il s'agit ici d'une *augmentation apparente de résistance* due à une force contre-électromotrice liée à la pulvérisation des électrodes, et joue ici le rôle antagoniste de la force contre-électromotrice de l'arc voltaïque. Il faut alors admettre que cette force contre-électromotrice diminue quand la distance des boules augmente. Cela s'accorde en principe, comme l'auteur le démontre soigneusement, avec les expériences connues de Thomson, Riess, Baille, etc..., d'après lesquelles, pour produire une étincelle de longueur l, il faut une différence de potentiel dont le rapport à l diminue quand l augmente.

La diminution de B, quand on passe d'une surface rugueuse à une surface polie, s'accorde, d'autre part, avec cette observation de M. Paschen (¹), que la différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle entre deux surfaces récemment polies est inférieure à la différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle entre les mêmes surfaces déjà usées par les étincelles précédentes.

Les conclusions de l'auteur sont donc confirmées par des expériences et des considérations fort diverses.

SUR LES DENSITÉS ET LES INDICES DE RÉFRACTION DES MÉLANGES DE L'ALDÉHYDE OU DE L'ACÉTONE AVEC L'EAU;

PAR M. EDM. VAN AUBEL.

On sait, depuis longtemps, que si l'on mélange de l'eau à de l'alcool éthylique, il se produit une contraction du volume, mais que la densité du mélange augmente toujours. Les mélanges d'eau et d'acide acétique, au contraire, donnent lieu à une contraction du volume et à un maximum de densité. La contraction dans les deux cas passe par un maximum. Oudemans a montré que la position du maximum de densité varie avec la température à laquelle on opère.

(¹) PASCHEN, *Wiedemann's Annalen*, t. XXXVII, p. 69.

M. G. Charpy (¹) a étudié les densités des solutions dans l'eau des acides gras. Il a trouvé l'existence de maxima de densité pour les acides acétique, propionique, butyrique et valérique, tandis que l'acide formique ne donne pas de maximum.

H. Deville (²) a mesuré les indices de réfraction de quelques mélanges d'acide acétique et des alcools méthylique et éthylique avec l'eau; il a constaté pour chacun de ces trois mélanges l'existence d'un maximum d'indice de réfraction.

H. Landolt (³) a examiné les indices de réfraction des mélanges des acides gras avec l'eau. Il a trouvé un maximum d'indice de réfraction pour les mélanges qui contiennent de l'acide acétique ou de l'acide propionique.

M. Damien (⁴) a mesuré aussi les densités et les indices de réfraction des mélanges d'eau et d'acide acétique.

Ces travaux montrent qu'il serait intéressant d'étudier les propriétés physiques des mélanges d'aldéhyde éthylique et de cétone éthylique avec l'eau.

Suivant MM. Ramsay et Young (⁵) l'aldéhyde, en se mélangeant à l'eau, dégage de la chaleur et donne lieu à une contraction : il se forme du glycol éthylidénique, $CH^3.CH.(OH)^2$.

M. Perkin (⁶) a étudié les densités à diverses températures d'un mélange formé d'un nombre égal de molécules d'aldéhyde et d'eau. Il a déterminé aussi la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière dans ce mélange. Ses expériences prouvent que l'aldéhyde s'unit chimiquement à l'eau pour former le glycol éthylidénique, dont la proportion dans le mélange varie avec la température.

Mc Elroy (⁷) a étudié les solutions d'acétone dans l'eau et a observé une contraction du volume qui atteint un maximum lorsque

---

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 6ᵉ série, t. XXIX, p. 5; 1893.
(²) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. V, p. 129; 1842.
(³) *Poggendorff Annalen der Physik*, 4ᵉ série, t. XXVII, p. 353; 1862.
(⁴) Thèse de Doctorat de la Faculté des Sciences de Paris, 1881.
(⁵) *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Part I, p. 117; 1886.
(⁶) *Journal of the chemical Society of London*, t. LI; 1887. — *Transactions*, p. 808.
(⁷) *The Journal of the american chemical Society*, t. XVI, p. 618; 1894.

les poids d'acétone et d'eau mélangées sont égaux; mais la densité ne passe pas par un maximum (1).

Les recherches actuelles ont été entreprises en vue de déterminer si les indices de réfraction ou les densités des dissolutions dans l'eau de l'aldéhyde et de l'acétone donnent lieu à des maxima.

Pour résoudre ce problème, qui présente de l'intérêt au point de vue de la théorie des dissolutions, il suffisait de déterminer approximativement les deux constantes physiques considérées.

Les indices de réfraction, que nous donnerons avec quatre décimales seulement, ont été déterminés par le réfractomètre de Pulfrich, les densités par la balance de Mohr-Westphal.

Nous avons tenu compte du travail de Perkin en faisant ces déterminations à la température ambiante et plusieurs jours après la préparation des solutions.

Les produits employés, très purs, provenaient de la maison Kahlbaum; l'aldéhyde avait pour point d'ébullition 21° et l'acétone avait été obtenue au moyen de la combinaison avec le bisulfite de sodium.

Les deux Tableaux suivants renferment les résultats de nos mesures :

Aldéhyde et eau.

Concentration. Nombre de grammes d'aldéhyde sur 100gr du mélange.	Indice de réfraction.	Densité.
0	1,3329 à 18°,9	0,9996 à 17°,4
13,68	1,3451 » 18,8	1,0028 » 17,8
26,32	1,3556 » 18,8	1,0043 » 17,5
54,25	1,3690 » 18,7	0,9761 » 17,1
76,27	1,3647 » 18,8	0,9154 » 16,5
85,81	1,3584 » 18,5	0,8775 » 16,8
100	1,3441 » 18,6	0,8122 » 17,2

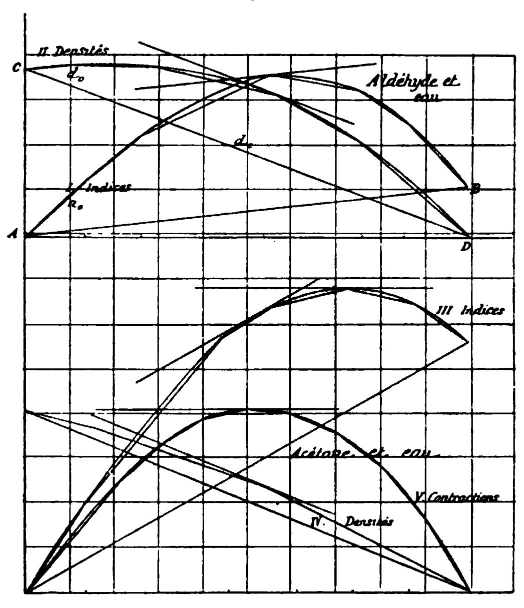
Pour représenter ces résultats par une courbe qui ne prenne pas une trop grande étendue, nous avons soustrait des valeurs des

(1) *Voir* aussi : Fresenius, *Zeitschrift für analytische Chemie*, t. XXXII, p. 106.

indices de réfraction la quantité 1,3329. Les valeurs obtenues ont été portées en ordonnées, tandis que les concentrations donnaient les abscisses de la courbe I.

Pour les densités, nous avons soustrait la quantité 0,8122 et ces nombres ont fourni les ordonnées de la courbe II, dont les abscisses sont les concentrations des divers mélanges.

Fig. 1.



Acétone et eau.

Concentration. Nombre de grammes d'acétone sur 100gr du mélange.	Indice de réfraction.	Densité.
0	1,3333 à 15°	1,0000 à 14°,8
13,27	1,3435 » 15	0,9836 » 15
45,24	1,3624 » 15	0,9348 » 15,2
55,7	1,3652 » 15	0,9134 » 16
73,32	1,3674 » 15	0,8708 » 17
88,69	1,3654 » 15	0,8297 » 16,3
100	1,3613 » 15	0,7961 » 16,3

Ces résultats sont figurés sur les courbes III et IV, dont les

abscisses sont les concentrations. Les ordonnées de la courbe III ont été obtenues en soustrayant des valeurs observées la quantité 1,3333.

En soustrayant des densités la quantité 0,7961, on a les ordonnées de la courbe IV.

Enfin, la courbe V a été construite au moyen des résultats de Mc Elroy : les ordonnées de la courbe sont les valeurs des contractions à 20°.

Nos recherches montrent que la densité et l'indice de réfraction passent par un maximum pour les mélanges d'aldéhyde et d'eau, mais que ces deux maxima ont lieu pour des concentrations différentes.

Les deux droites AB et CD exprimeraient respectivement la variation de l'indice de réfraction et de la densité avec la concentration, si la règle des mélanges était applicable.

Si l'on désigne par n_0 l'indice de réfraction observé, n_c l'indice de réfraction calculé par la règle des mélanges, d_0 la densité observée, d_c la densité calculée par la règle des mélanges, on voit que les deux différences $n_0 - n_c$ et $d_0 - d_c$ sont maxima pour des concentrations voisines. Les maxima des quantités $n_0 - n_c$ et $d_0 - d_c$ s'obtiennent, en effet, facilement en menant les tangentes aux courbes correspondantes, parallèles respectivement aux droites AB et CD.

Les mélanges d'acétone et d'eau donnent seulement lieu à un maximum d'indice de réfraction ; les quantités $n_0 - n_c$, $d_0 - d_c$ et la contraction du volume passent par un maximum pour des concentrations voisines.

Les déterminations des indices de réfraction et des densités que j'ai faites jusqu'ici ne sont pas assez nombreuses ni assez précises pour permettre de déterminer les positions exactes des divers maxima, mais elles démontrent qu'il se forme des hydrates dans les mélanges de l'aldéhyde ou de l'acétone avec l'eau.

Je me propose de continuer ces recherches et de déterminer aussi les coefficients de dilatation thermique de ces intéressants mélanges [1].

---

[1] Laboratoire de Physique de l'Université de Gand, avril 1895.

REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS, 1894.

Mécanique générale, Chaleur, Acoustique.

DEFFORGES. — Anomalies de la pesanteur présentées par le Continent nord américain (*C. R.*, t. CXVIII, p. 229).

Il résulte, des mesures précises de l'accélération de la pesanteur, que la variation de cette grandeur aux différentes régions du littoral d'une même mer suit la loi du sinus carré de la latitude énoncée par Clairaut. Mais les îles qui émergent des grandes profondeurs de l'Océan présentent un excès considérable de pesanteur, alors que sur les continents européen, africain et asiatique, on constate une valeur moindre de la pesanteur. La même anomalie se présente pour le continent américain et l'écart entre les valeurs observées et celles calculées en fonction de la latitude et de l'aplatissement présente un maximum à Salt Lake City. On peut s'en rendre compte d'après le Tableau suivant, où les observations sont faites de Washington à San Francisco. La première colonne représente les valeurs observées réduites au niveau de la mer, à l'aide de la formule de Bouguer; la deuxième colonne, les valeurs calculées; la troisième, les écarts entre les valeurs calculées et observées :

	m	m	
Washington........	9,80169	9,80142	+ 27
Montréal....	9,80747	9,80716	+ 31
Chicago...........	9,80375	9,80386	— 11
Denver............	9,79983	9,80216	— 233
Salt Lake City......	9,80050	9,80292	— 243
Mont Hamilton.....	9,79916	9,79991	— 75
San Francisco......	9,80037	9,80030	+ 7

Il est intéressant de remarquer que l'anomalie continentale dans la région des hauts plateaux américains (Sierra Nevada et montagnes Rocheuses) est à peu près égale et de signe contraire aux anomalies des îles aux grandes profondeurs du Pacifique et de l'Atlantique.

G. BIGOURDAN. — Détermination de l'intensité relative de la pesanteur faite à Joal (Sénégal) (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1095).

On a employé l'appareil du commandant Defforges, pendule dit *réversible inversable*. On a fait quatre déterminations du 1er au

10 mars et du 30 mars au 2 avril 1893. Aux quatre valeurs de la durée d'oscillation :

$$0^s,7120801, \quad 0^s,7120770, \quad 0^s,7120788, \quad 0^s,7120747$$

correspondent à l'altitude de 3^m, en adoptant pour Paris la valeur

$$g = 9,81000,$$

les valeurs de l'accélération de la pesanteur

$$9,78429, \quad 9,78438, \quad 9,78433, \quad 9,78444,$$

dont la moyenne est $9,78436 \pm 3$ unités du dernier ordre. Réduit au niveau de la mer, ce nombre devient 9,78437. Ce résultat confirme la loi énoncée par M. Defforges, *que le littoral d'une même mer paraît posséder une pesanteur caractéristique dont la variation, le long de ce littoral, suit assez exactement la loi de Clairaut ou du sinus carré de la latitude.*

J. COLLET. — Premières observations pendulaires dans les Alpes du Dauphiné (*C. R.*, t. CXIX, p. 634).

On utilise le pendule réversible inversable de M. Defforges. M. Collet a effectué diverses mesures qu'il se propose de continuer, le long du parallèle moyen de 45°. En même temps, la méthode expérimentale a été contrôlée par des observations à Paris et à Marseille et les réductions au niveau de la mer ont été faites en tenant compte de la densité des couches géologiques voisines du lieu où l'on opère.

Les valeurs g_1, inscrites dans le Tableau ci-dessous, sont les valeurs expérimentales réduites au niveau de la mer; les valeurs g_0 sont celles déduites de la loi de Clairaut par la formule

$$g_1 = 9,78125(1 + 0,005243 \sin^2\varphi).$$

	Altitude.	Latitude.	Densité.	g_0.	g_1.	$g_0 - g_1$.
		° '				
Paris.......	60	48.50	2	9,81013	9,81030	−0,00017
Valence....	125	44.56	1,9	9,80640	9,80682	−0,00042
Grenoble...	210	45.11	2,6	9,80603	9,80705	−0,00102
La Bérarde.	1,738	44.56	2,7	9,80530	9,80682	−0,00152
Marseille...	61	43.18	2,6	9,80539	9,80536	+0,00003

Ces résultats montrent la diminution de la pesanteur le long

d'un parallèle, en allant suivant des altitudes croissantes de Valence à la Bérarde. L'auteur se propose de continuer ces mesures à Aurillac et à Bordeaux.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Cristaux se rassemblant au sommet d'une solution moins lourde qu'eux (*C. R.*, t. CXIX, p. 392).

Si l'on sature simultanément de l'eau avec du carbonate de soude, de l'hyposulfite de soude et du sulfure de sodium cristallisé, on a une liqueur moins dense que ce dernier corps et cependant les cristaux de sulfure de sodium se maintiennent à la surface. L'auteur a, en effet, vérifié que la solution des trois sels a une densité inférieure à celle de la solution saturée des deux premiers sels, et ainsi tout s'explique.

H. PARENTY. — Sur de nouvelles études expérimentales concernant la forme, les pressions et les températures d'un jet de vapeur (*C. R.*, t. CXVIII, p. 183).

En soudant systématiquement, au moyen de pipettes de cristal très effilées et convenablement recourbées, en communication avec un manomètre, on peut déterminer la valeur de la *pression vive* aux différents points d'un jet de vapeur, construire les courbes d'égale pression et conclure la forme et les différentes particularités du jet; on peut de même comparer pour une même pression de la chaudière les divers jets obtenus avec des orifices de même diamètre, mais de formes différentes, soit coniques, soit à arêtes tranchantes. Dans l'axe du jet, on constate la présence de trois nœuds et de trois ventres successifs, dont la position et la valeur dépendent de la pression de chaudière et de la forme de l'orifice. En dehors de l'axe, le jet, qui est convergent et continu pour les faibles pressions, diverge de l'axe sans la moindre apparence de condensation.

J. BOUSSINESQ. — Théorie de l'écoulement sur un déversoir sans contraction latérale, quand la nappe déversante se trouve ou déprimée ou noyée en dessous, ou adhérente au barrage (*C. R.*, t. CXIX, p. 589, 618, 663, 707, 771).

L'auteur, qui avait traité le cas d'une nappe déversante *libre*, c'est-à-dire au-dessous de laquelle l'air extérieur afflue librement par de larges couvertures ménagées des deux côtés, considère le

cas où, ces ouvertures manquant, la prompte substitution d'une eau tourbillonnante à l'air inférieur bientôt entraîné, rend la nappe *noyée* en dessous, ce qui est un cas fréquent dans la pratique. Il importe de vérifier si les conclusions théoriques sont conformes aux résultats expérimentaux de M. Bazin. Enfin, on résout un troisième cas, difficile à reproduire dans la pratique, mais pour lequel la solution est abordable, celui d'une nappe au-dessous de laquelle reste confiné un certain volume d'air, à une pression moindre que celle de l'atmosphère.

J. BOUSSINESQ. — Intégration de l'équation du son pour un fluide indéfini à une, deux ou trois dimensions, quand des résistances de natures diverses introduisent dans cette équation des termes respectivement proportionnels à la fonction caractéristique du mouvement ou à ses dérivées partielles premières (*C. R.*, t. CXVIII, p. 162, 223).

Le problème de la propagation des mouvements, tels que des ondes sonores, qui provoquent des résistances proportionnelles à la vitesse et qui a été résolu par M. Poincaré (*Comptes rendus*, t. CXVII, p. 1027) dans le cas d'une seule variable x et par M. Picard (*Comptes rendus*, t. CXVIII, p. 16) par le procédé d'intégration de Riemann, est repris, dans le cas beaucoup plus complexe, d'un milieu à trois dimensions ou coordonnées x, y, z par de simples applications de l'intégrale classique, due à Poisson, de l'équation du son

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2},$$

$$u = \frac{1}{4\pi}\frac{d}{dt}\int_\sigma \varphi(x + t\cos\alpha, y + t\cos\beta, z + t\cos\gamma)\frac{d\sigma}{t}$$
$$+ \frac{d}{4\pi}\int_\sigma \Phi(x + t\cos\alpha, y + t\cos\beta, z + t\cos\gamma)\frac{d\sigma}{t},$$

où $\varphi(x, y, z)$ et $\Phi(x, y, z)$ désignent les valeurs pour $t = 0$ de la fonction u et de sa dérivée première en t, où les intégrations S_σ s'étendent à l'aire $\sigma = 4\pi t^2$, décrite autour des (x, y, z) comme centre et dont les divers points sont $x + t\cos\alpha$, $y + t\cos\beta$, $z + t\cos\gamma$. L'application de cette formule démontre que les ondes élémentaires émanées de chaque point de la région d'ébranlement ont à leur avant un *front* nettement défini, animé de la vitesse ordinaire de propagation du son, mais à leur arrière une queue

sans limite précise. Quand ces ébranlements se répètent à de courts intervalles, les mouvements successivement émis se mêlent, se confondent à un point quelconque de l'espace, car chacun d'eux y retrouve des restes de ceux qui l'ont précédé.

C. MALTÉZOS. — Sur la dépression capillaire barométrique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 583).

L'auteur rappelle le calcul de Quet, qui donne la relation existant entre la hauteur q de la flèche du ménisque qui termine la hauteur mercurielle d'un tube barométrique, le rayon du tube et la constante capillaire; il effectue le calcul numérique en utilisant les fonctions de Bessel. Comme la valeur de la constante capillaire varie suivant une fonction inconnue de la température, et qu'il est très difficile pour chaque tube de déterminer les différentes constantes de la formule, l'auteur préconise la détermination expérimentale des corrections par comparaison avec un baromètre normal, en faisant varier la pression et la température.

G. DUHEM. — Sur l'hystérésis et les déformations permanentes (*C. R.*, t. CXVIII, p. 974).

Si $\mathfrak{F}(x, T)$ est le potentiel thermodynamique interne d'un système dont l'état est défini par la température absolue T et une autre variable normale x, la variation infiniment petite δX de l'action qui le maintient en équilibre dans l'état (x, T) est donnée par l'égalité

$$\delta X = \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{dx^2}\delta x + \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial x \partial T}\delta T.$$

Cette relation suppose, entre autres conditions, que toute suite continue d'états d'équilibre constitue une modification réversible. Si X varie, il en est de même de x, T restant constant; sous le bénéfice d'un certain nombre d'hypothèses, l'auteur conclut :

1° Que si la force oscille constamment de quantités infiniment petites autour d'une valeur moyenne X, la variable x tend vers une limite, telle qu'une transformation infiniment petite n'entraîne qu'une modification permanente infiniment petite du second ordre;

2° Si l'on fait varier X de façon que x varie infiniment peu autour d'une valeur moyenne invariable, la force X tend vers une limite, telle qu'une transformation infiniment petite n'entraîne qu'une modification permanente infiniment petite du second ordre. M. Duhem se propose de développer ces considérations.

G. BERSON et BOUASSE. — **Sur l'élasticité de torsion d'un fil oscillant** (*C. R.*, t. CXIX, p. 48).

L'élasticité de torsion d'un fil peut être facilement déterminée à l'état statique. Les auteurs se proposent d'étudier le mouvement oscillatoire d'un fil de platine recuit au rouge, lancé brusquement à partir de sa position d'équilibre. On enregistre photographiquement les positions du fil à des instants très rapprochés, en particulier, les positions des élongations maxima successives et les instants de passage au zéro initial. Il résulte de là qu'une première impulsion produit une torsion permanente, rendue manifeste par le déplacement du zéro; une deuxième impulsion dans le même sens produit une nouvelle torsion beaucoup plus faible que la précédente. Les impulsions suivantes dans le même sens produisent des déformations de plus en plus faibles. Si après une première impulsion dans un sens, on en produit une autre en sens contraire et égale, la déformation qui en résulte est beaucoup moindre que la précédente; le zéro, après cette deuxième série d'oscillations, est loin d'être revenu à sa position initiale.

H. PELLAT. — **Variation de la tension superficielle avec la température** (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1193).

Si σ représente la surface libre d'une certaine masse liquide de volume v, et si l'on admet que le liquide est à toute température à la même pression que sa vapeur saturante, les deux variables qui caractérisent l'état du corps sont σ et T. La quantité de chaleur, correspondant à une variation infiniment petite de l'état du corps, est

$$dx = B\,d\sigma + C\,dT.$$

La variation d'énergie correspondante est

$$dU = E\,dQ - (p\,dv - A\,d\sigma) \qquad \text{(A tension superficielle)},$$

La variation d'entropie est

$$ds = \frac{B}{T} d\sigma + C\, dT.$$

On déduit de là

$$B = -\frac{T}{E} \frac{\partial A}{\partial T}. \tag{1}$$

Or A diminue avec la température. Donc, pour accroître la surface libre d'un liquide en maintenant constante sa température, il faut lui fournir la chaleur.

En dérivant l'équation (1) par rapport à T, on trouve, si l'on tient compte des relations précédentes,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = -\frac{E}{T} \frac{\partial C}{\partial \sigma}.$$

Si l'on admet que C est le même à la surface et aux parties profondes des liquides,

$$\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = 0.$$

D'où

$$A = aT + b.$$

La tension superficielle est nulle au point critique Θ.

Donc

$$A = a(T - \Theta) = \alpha(\Theta - T),$$

en posant $a = -\alpha$.

C'est la relation expérimentale trouvée par MM. Ramsay et Shields; la tension superficielle est une fonction linéaire de la température. Cette relation vérifiée *a posteriori* démontre que $C =$ const. Elle peut être en défaut, lorsque l'expression

$$ds = \frac{B}{T} d\sigma + C\, dT$$

n'est plus légitime, c'est-à-dire lorsque deux variables ne suffisent plus pour caractériser l'état du corps, car alors le phénomène n'est plus réversible. C'est ce qui a lieu, par exemple, pour un changement de poids moléculaires. Il y a ainsi accord avec la théorie de MM. Ramsay et Shields, qui se servent des variations du coefficient α pour obtenir les variations du poids moléculaire.

H. SENTIS. — Sur la tension superficielle des solutions salines (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1132).

La méthode de l'auteur, qui a été publiée dans le *Journal de Physique* (1887), convenablement modifiée, permet une plus grande précision. Pour l'eau, la tension superficielle, qui varie avec la température, est représentée par

$$A = 75{,}99 - 0{,}152t.$$

Si F est la tension superficielle de la dissolution saline, f celle de l'eau à la même température, u le volume de 100 molécules d'eau, v celui du mélange de n molécules de sel et de $(100 - n)$ molécules d'eau; si Φ est l'action réciproque par unité de longueur des molécules de sel et d'eau, on a la relation

$$\Phi = F = \frac{100-n}{100}\,\frac{f}{\sqrt[3]{\frac{v}{u}}}.$$

Cette force Φ, d'après les expériences, est indépendante de la température entre 0° et 25°, proportionnelle à n jusqu'à la solution la plus concentrée; elle est indépendante de la nature du sel et elle est égale à autant de fois $0^{\text{dyne}},78$ par centimètre que le sel comporte de radicaux. Quelques sels font exception à cette règle.

H. LE CHATELIER. — Sur la loi générale de solubilité des corps normaux (*C. R.*, t. CXVIII, p. 638).

La dissolution d'un corps contient à saturation un corps solide qui émet à la température t une vapeur de pression f, et le dissolvant qui émet à la même température des vapeurs de pression φ. Si F et Φ sont les pressions de vapeur émises par ces corps pris isolément, si s est la concentration, c'est-à-dire le rapport du nombre des molécules dissoutes au nombre total des molécules de la dissolution, si L est la chaleur latente de dissolution d'une molécule du corps dissous dans un grand excès de la dissolution prise au voisinage du point de saturation, en écrivant qu'avec l'artifice de la paroi semi-perméable, il y a équilibre entre la tension de la vapeur émise par la dissolution et celle du solide avec laquelle elle est en équilibre, et en utilisant des relations connues,

on trouve

$$(1) \qquad 0,002\frac{1}{f}\frac{\partial f}{\partial s}ds + \frac{L\,dt}{t^2} = 0.$$

De même, avec le dissolvant, on trouve

$$(2) \qquad 0,002\,(1-s)\frac{1}{\varphi}\frac{d\varphi}{ds}ds - s\frac{L}{t^2}dt = 0.$$

M. Raoult a montré que, pour l'éther, lorsque $s < 0,2$, on a le rapport $\frac{f}{F} = s$.

Donc

$$\frac{1}{f}df = \frac{ds}{s},$$

car

$$F = \text{const.},$$

et que lorsque $s > 0,8$ on a

$$\frac{\varphi}{\Phi} = (1-s),$$

et, par suite,

$$\frac{1}{\varphi}d\varphi = -\frac{ds}{1-s}.$$

En tenant compte de ces valeurs, les équations (1) et (2) deviennent

$$0,002\frac{ds}{s} + \frac{L\,dt}{t^2} = 0,$$

qui est exacte aussi bien pour les solutions diluées que pour les solutions concentrées, mais qui n'est pas justifiée pour les solutions de concentration intermédiaire. Si l'on admet que la chaleur de dissolution est indépendante de la température et de la concentration, c'est-à-dire est égale à la chaleur de fusion du corps dissous, l'équation peut être immédiatement intégrée et donne

$$0,002 \log \text{nép.}\, s - \frac{L}{t} + \frac{L}{t_0} = 0.$$

Cette formule conduit à cette conséquence intéressante que la courbe normale de solubilité d'un corps donné serait la même dans tous les dissolvants, parce que dans l'équation il n'y a pas de terme relatif au dissolvant. En réalité, il n'en est pas ainsi, car la chaleur latente de dissolution varie avec la concentration et la nature du dissolvant.

H. LE CHATELIER. — Sur la solubilité mutuelle des sels (*C. R.*, t. CXVIII, p. 709).

L'auteur cite quelques exemples d'application de la formule

$$0,002 \log \text{nép.} \, s - \frac{L}{t} + \frac{L}{t_0} = 0,$$

dans le cas où les sels en présence se solidifient isolément. Voici quelques résultats relatifs à la solubilité du chlorure de sodium et du sulfate de lithium en présence de différents sels. On peut vérifier que les nombres sont sensiblement indépendants de la nature du dissolvant.

Température de cristallisation.

Corps dissous.	Dissolvant.	$s = 1$.	$s = 0,9$.	$s = 0,8$.	$s = 0,7$.	$s = 0,6$.
$NaCl$	CO^3Na^2	778	756	»	718	692
$NaCl$	$BaCl^2$	»	758	740	»	690
SO^4Li	SO^4Ca	830	750	675	»	»
SO^4Li	CO^3Li	»	745	667	580	»
SO^4Li	SO^4Nu^2	»	750	680	620	»

Ces résultats sont complétés par une représentation graphique de la courbe de solubilité de chacun des sels en présence l'un de l'autre : ce sont sensiblement pour chacun d'eux une ligne droite; le point de rencontre de ces droites correspond au *mélange eutectique*. En ce point, les deux sels se déposent simultanément et dans les proportions mêmes où ils se trouvent dans le liquide; la température de solidification reste constante. R. DONGIER.

H. LE CHATELIER. — Sur la fusibilité des mélanges de sels (*C. R.*, t. CXVIII, p. 800).

Dans le cas où deux sels peuvent donner une combinaison définie, la courbe de fusibilité de leur mélange est composée de trois branches distinctes, l'une correspondant à la cristallisation de l'un des sels simples, la seconde à la cristallisation de l'autre sel simple, et la troisième à celle du sel double. La forme relative aux deux sels simples est celle indiquée dans la précédente Note; ces deux courbes sont reliées l'une à l'autre par la courbe relative au sel double et les points d'intersection de deux courbes limitent les *régions utiles de chacune d'elles*. Pour une température donnée, la portion de ces courbes, qui donne un état d'équilibre stable,

est celle qui correspond à la température de cristallisation la plus élevée, si toutefois la cristallisation est accompagnée d'un dégagement de chaleur. Le diagramme, ainsi construit, permet d'expliquer les différentes circonstances du phénomène. La courbe représentative du sel double peut présenter un sommet plus élevé, un maximum; suivant que ce maximum est dans la région utile ou non du diagramme, on peut fondre le sel double sans décomposition, ou bien la fusion du sel double est accompagnée de la précipitation de l'un des sels simples. Le cas de la fusion sans décomposition a été découvert par Bakkuis Roozeboom dans les hydrates du chlorure de calcium et du chlorure ferrique. M. Le Chatelier en a découvert quelques exemples. En voici deux :

1° Le mélange de carbonate de potasse et de carbonate de lithine ;

2° Le borophosphate de soude.

Mélange de CO^3K^2 *et de* CO^3Li.

CO^3K^2.		Sel double.		CO^3Li.	
s.	Température de cristallisation.	*s.*	Température de cristallisation.	*s.*	Température de cristallisation.
0,0	860	0,33	492	0,62	492
0,09	777	0,395	500	0,666	525
1,165	720	0,442	505	0,77	600
0,20	682	0,50	515 max.	0,835	638
0,31	590	0,535	505	0,91	673
0,395	515	0,62	492	1,0	710

Mélange de BO^2Na *et de* PO^4Na^2H.

BO^2Na.		Sel double.		PO^4Na^2H.	
s.	*t.*	*s.*	*t.*	*s.*	*t.*
0,0	940	0,23	932	0,715	850
0,07	918	0,33	952	0,895	925
0,09	910	0,375	960 max.	1,0	970
		0,41	960 max.		
		0,44	950		
		0,50	930		
		0,715	850		

L'existence du point anguleux dans chacun de ces mélanges semble mis en évidence; ce qui paraît démontrer que le sel double subsiste dans le mélange fondu sans éprouver de dissociation appréciable.

J. DE KOWALSKI. — Sur le mélange des liquides (*C. R.*, t. CXIX, p. 512).

Il s'agit de vérifier une théorie de miscibilité des liquides de M. Van der Waals. Deux liquides ne se mélangent qu'à partir d'une certaine température pour une pression donnée. L'influence de la température est considérable ; celle de la pression est beaucoup moindre. On opère avec un compresseur à vis, prêté par M. Amagat, muni de deux regards en quartz qui pouvaient supporter une pression de 1000 atmosphères. Le mélange d'alcool butylique, d'alcool isobutylique et d'eau légèrement colorée en bleu n'est complètement miscible qu'à 22°,7, sous la pression ordinaire. A la température de 19°,5, le mélange ne devient homogène que sous une pression de 910 atmosphères. Si l'on vient à abaisser la température d'un demi-degré, le mélange se divise en deux parties distinctes et ne devient pas miscible à 1400 atmosphères. Le phénomène ressemble beaucoup au phénomène de liquéfaction d'un gaz au-dessous de la température critique. Il se forme un petit nuage et, après quelques instants, le ménisque apparaît.

A. PONSOT. — Sur une nouvelle méthode pour l'abaissement du point de congélation des dissolutions (*C. R.*, t. CXVIII, p. 977).

Les méthodes ordinaires pour la détermination du point de congélation des dissolutions consistent à abaisser suffisamment la température de la dissolution, pour qu'au contact d'une parcelle de glace il y ait solidification ; la température remonte au point de congélation cherché. Il est probable que ce procédé n'est pas rigoureux, puisque les différents expérimentateurs, opérant sur les mêmes dissolutions, ont trouvé des résultats qui diffèrent aussi bien par les valeurs absolues que par l'allure générale des courbes qui représentent les abaissements en fonction de la concentration. M. Ponsot préfère ajouter au mélange un excès de glace finement pulvérisée et soustraire le tout au rayonnement extérieur. On est ainsi assuré qu'il n'y a pas de glace en surfusion et de plus le degré de la concentration s'obtient en décantant le liquide et dosant à l'aide d'une liqueur titrée ; les comparaisons sont ainsi plus exactes. Enfin, on lit une température stationnaire qui est bien celle de la dissolution.

Cette température stationnaire est obtenue en entourant le cylindre, qui contient l'éprouvette où se trouve la dissolution qu'on agite, d'un mélange à température à très peu près identique à celle que l'on veut mesurer. La température reste ainsi stationnaire pendant un temps très long. On en fait la lecture et l'on décante par aspiration la partie de la dissolution restée liquide, pour en déterminer la composition.

A. PONSOT. — Relation entre les tensions maxima de vapeur de l'eau, de la glace et d'une solution saline au point de congélation de cette solution (*C. R.*, t. CXIX, p. 731).

L'auteur utilise les principes de Thermodynamique pour conclure la relation

$$RT\log\frac{F}{f} = E\left[\frac{l_0}{T_0}(T_0-T) - (C_e - C_g)T\left(\frac{T_0-T}{T} - \log\frac{T_0}{T}\right)\right].$$

f est la tension de vapeur de la glace à T°;
F est la tension de vapeur de l'eau à T;
T_0 est la température du point triple (l'eau et la glace ont même tension de vapeur);
$C_e(T - T_0)$ représente la variation d'énergie interne de l'eau;
$C_g(T - T_0)$ représente la variation d'énergie interne de la glace;
l_0 est la chaleur de fusion interne.

Pour une dissolution *très étendue,* à son point de congélation, ou pour l'eau et la glace dans le voisinage du point triple, la relation précédente devient

$$\log\frac{F}{f}\,\frac{E\,l_0}{RT_0^2}(T_0-T) = \frac{1}{104,14}(T_0-T),$$

c'est-à-dire que la diminution relative de tension de vapeur est environ 104 fois plus petite que l'abaissement du point de congélation (Güldberg).

La vérification expérimentale de ces formules est assez approchée.

G. LEMOINE. — Étude expérimentale sur la dépense d'énergie qui peut correspondre à l'action chimique de la lumière (*C. R.*, t. CXVIII, p. 525).

La perte d'énergie de la lumière qui traverse une cuve conte-

nant deux liquides est due à deux causes : 1° l'absorption physique qui correspond dans une épaisseur dl à une perte di de l'intensité lumineuse; 2° la décomposition chimique du liquide sous son influence. Cette grandeur augmente avec l'intensité à l'entrée de la couche l. La perte totale à travers l'intervalle dl est donc

$$dj = di + \varepsilon j\, dl.$$

L'absorption physique peut être déterminée par l'expérience. L'auteur a donné (¹) la relation

$$i = na' + n'a'' + n''a''' + \nu a'.$$

Le problème étant ainsi déterminé algébriquement, on calcule l'expression $\frac{dj - di}{dj}$ qui représente le rapport de l'absorption chimique à l'absorption totale dans l'intervalle dl. Elle ne dépasse pas quelques dix-millièmes, dans le cas du mélange exothermique et très coloré de chlorure ferrique et d'acide oxalique normaux. La faible grandeur de ce rapport est bien conforme aux indications de M. Berthelot, qui pense que la lumière a surtout le rôle d'excitateur dans la réaction étudiée.

James CHAPPUIS. — Sur une nouvelle méthode de détermination des températures de l'indice critique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 976).

Un appareil, qui utilise les franges d'interférence pour l'étude de l'indice de réfraction des liquides et de leur vapeur, permet de suivre les variations de l'indice jusqu'à quelques dixièmes de degré de la température critique. Avec l'acide carbonique, on emploie l'appareil interférentiel de Jamin : les rayons séparés traversent un compensateur Billiet, puis entrent à travers une glace à faces parallèles dans une caisse pleine d'eau; l'un des rayons s'engage ensuite dans une cuve à acide carbonique, fermée par des lames de verre à faces parallèles; l'autre traverse seulement une lame d'épaisseur égale à la somme de celles qui ferment les regards de la cuve. On élève la température, qui est donnée par un thermomètre Baudin, jusqu'à 35°; le refroidissement s'effectue lentement ($\frac{1}{100}$ de degré environ par minute). De 35° à

(¹) *Comptes rendus*, t. CXII, p. 959.

$31^\circ,60$, les franges restent immobiles. A partir de $31^\circ,60$, il y a un déplacement rapide. La courbe représentative des indices, dans ce dernier cas, a sa tangente normale à la droite des indices pour des températures supérieures à $31^\circ,60$. Ce point anguleux représente le point critique de l'indice qui, toutes corrections faites, correspond à la température de $31^\circ,60$.

E. MATHIAS. — Sur la chaleur spécifique de l'acide sulfureux liquide (*C. R.*, t. CXIX, p. 404).

Un récipient métallique de volume intérieur v contient un poids connu P de fluide (liquide et vapeur saturée). On peut, en fonction des densités du liquide et de la vapeur, déterminer les poids p et $(P-p)$ du liquide et de la vapeur à une température t. Si t est supérieur à la température ambiante, on plonge le récipient dans le calorimètre; soit θ la température d'équilibre: alors il existe un poids p' de liquide et un poids $(P-p')$ de vapeur saturée. En appelant x et y les chaleurs spécifiques moyennes entre t et θ du liquide et de la vapeur, M le poids en eau du récipient, la quantité de chaleur abandonnée au calorimètre est

$$Q = [M + p'x + (P-p')y](t-\theta) - (p-p')\lambda.$$

On peut faire varier t et déterminer ainsi la fonction $q = f(t)$ nécessaire pour porter 1^{gr} de liquide de t_0 à t. La chaleur spécifique vraie est $M = \frac{dq}{dt}$.

Pour l'acide sulfureux ($t_c = 156^\circ$), la valeur de M est représentée entre -20° et 130° par la formule

$$M = 0,31712 + 0,0003507\,t + 0,000006762\,t^2.$$

A 156°, la tangente à la courbe $q = f(t)$ est parallèle à l'axe des ordonnées. Ce résultat est en accord avec les prévisions théoriques (Duhem, Raveau). *La chaleur spécifique vraie du liquide est toujours positive et va en croissant constamment et indéfiniment.*

E. MATHIAS. — Détermination expérimentale directe de la chaleur spécifique de la vapeur saturée et de la chaleur de vaporisation interne (*C. R.*, t. CXIX, p. 849).

La densité de la vapeur saturée étant connue à toute température, on peut mettre dans le vase A de volume intérieur v un poids P de fluide, de sorte à n'avoir que de la vapeur saturée à t_0. On surchauffe à $(t+\varepsilon)$ et l'on plonge le vase A dans un calorimètre, dont la température d'équilibre est θ. En appelant q la quantité de chaleur abandonnée par l'appareil pour se refroidir de t à θ et mesurée par le calorimètre, Q la chaleur abandonnée par la vapeur pour passer de l'état saturé à t° à l'état mélange de liquide (de poids p) et vapeur saturée à θ (de poids $P-p$), M le poids en eau du vase A et z la chaleur spécifique de la vapeur surchauffée entre t et $t+\varepsilon$, on a

$$q = Q + M(t+\varepsilon-\theta) - Pz\varepsilon.$$

D'où la valeur de Q. Cette quantité de chaleur Q ne dépend que de l'état initial et final de la transformation du fluide.

On peut imaginer : 1° qu'on vaporise le poids p de liquide à θ°; on a alors à θ° un poids P de vapeur saturée de volume spécifique u'. On porte cette vapeur à t° en la maintenant saturée. On déduit

$$Q = p\rho + Py_\theta^t - \frac{P}{E}\int_\theta^t \varpi\, dt,$$

ρ est la chaleur de vaporisation interne qu'on suppose connue à θ°, y_θ^t la chaleur à fournir à 1^{gr} de vapeur saturée pour la porter de θ à t°, en la maintenant saturée. Enfin, $\int_\theta^t \varpi\, dt$ peut être calculé; c'est le travail effectué par le système.

On peut imaginer : 2° qu'on porte de θ° à t° respectivement le poids p de liquide et $(P-p)$ de vapeur saturée; puis on vaporise le liquide à t°. On déduit

$$Q = p\rho' + px_\theta^t + (P-p)y_\theta^t - \frac{p}{E}\int_\theta^t \varpi\, du - \frac{P-p}{E}\int_\theta^t \varpi\, du',$$

ρ' étant la chaleur de vaporisation interne à t°, que l'on déduit si l'on connaît x_θ^t (chaleur à fournir à 1^{gr} du liquide pour passer de θ° à t°). Cette valeur de ρ' peut permettre une deuxième expé-

rience. D'où une deuxième valeur de y'_θ. On détermine ainsi la fonction $y'_\theta = f(t)$.

La relation $y = f(t)$ définit la chaleur spécifique $\frac{dy}{dt}$ à t^o.

Pour l'acide sulfureux $\frac{dy}{dt}$ devient infini à la température critique $t_c = 156^o$. La courbe $y = f(t)$ passe par un minimum pour $t = 116^o$ (premier point d'inversion), par un maximum pour $t = 132^o,5$ (deuxième point d'inversion). Elle présente un point d'inflexion pour $t = 124^o$ (maximum de la chaleur spécifique de vapeur saturée).

La courbe $\rho' = \chi(t)$ admet, au point critique $t_c = 156^o$, une tangente parallèle à l'une des ordonnées.

RAOUL PICTET. — **Recherches expérimentales sur la congélation de l'acide sulfurique à différents degrés de concentration** (*C. R.*, t. CXIX, p. 642).

L'acide sulfurique pur ou hydraté est congelé avec les précautions indiquées ([1]), qui fixent le point de congélation. On part de SO^4H^2 et l'on ajoute 1, 2, 3, ... jusqu'à un nombre considérable de molécules d'eau, en ayant soin, après chaque solidification, de décanter les cristaux pour en faire l'analyse. Voici les points de congélation obtenus :

Congélations obtenues.	Pour 100 de SO^4H^2.	Densité.	Point de congélation. (°)
SO^4H^2 pur...........	100,00	1,842	+ 10,5
SO^4H^2 + H^2O...	84,48	1,777	+ 3,5
SO^4H^2 + 2½ H^2O...	73,08	1,650	— 70
SO^4H^2 + 4 H^2O...	57,65	1,476	— 40
SO^4H^2 + 6 H^2O...	47,57	1,375	— 50
SO^4H^2 + 8 H^2O...	40,50	1,311	— 65
SO^4H^2 + 10 H^2O...	55,25	1,268	— 88
SO^4H^2 + 11 H^2O...	33,11	1,249	— 75
SO^4H^2 + 12 H^2O...	31,21	1,233	— 55
SO^4H^2 + 14 H^2O...	28,00	1,207	— 40
SO^4H^2 + 16 H^2O...	25,39	1,189	— 26,5
SO^4H^2 + 20 H^2O...	21,40	1,157	— 17
SO^4H^2 + 50 H^2O...	9,82	1,067	— 3,5
SO^4H^2 + 75 H^2O...	6,77	1,045	— 0,00
SO^4H^2 + 100 H^2O...	5,16	1,032	+ 2,5
SO^4H^2 + 300 H^2O...	1,78	1,007	+ 4,0
SO^4H^2 + 1000 H^2O...	0,54	1,001	+ 0,5

([1]) *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 146.

Il est intéressant de remarquer le saut brusque que fait le point de solidification lorsque la teneur en acide sulfurique varie entre 84,48 et 73,08 pour 100 et que le minimum de solidification a lieu pour la teneur de 35 pour 100 environ. Si l'on suivait de plus près ces résultats, on constaterait qu'une courbe continue présente trois minimum de température et passe cinq fois par la température de 0°.

RAOUL PICTET. — Recherches expérimentales sur le point de congélation des différents mélanges d'alcool et d'eau (*C. R.*, t. CXIX, p. 678).

Ces expériences, conduites comme celles relatives à l'acide sulfurique, peuvent être représentées par une courbe de forme simple voisine de l'hyperbole équilatère, si l'on porte en abscisses le nombre de molécules d'eau ajoutées à une molécule d'alcool éthylique et en ordonnées les températures de cristallisation changées de signe.

Voici quelques résultats numériques :

Hydrate d'alcool éthylique.	Densité.	Pour 100 d'alcool.	Point de cristallisation.
Alcool + H^2O......	0,8671	71,9	— 51°,3
» + $2H^2O$......	0,9047	56,1	— 41,0
» + $6H^2O$......	0,9578	29,9	— 18,9
» + $10H^2O$......	0,9712	20,3	— 10,6
» + $16H^2O$......	0,9793	13,8	— 6,1
» + $50H^2O$......	0,9916	4,8	— 2,0
» + $100H^2O$......	0,9962	2,5	— 1,0

R. DONGIER.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

OCTOBRE 1895.

TABLE DES MATIÈRES.

OCTOBRE 1895.

Voir la suite à la page 3 de la Couverture.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — NOVEMBRE 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.......... 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

APPAREIL DESTINÉ A MESURER LES POUVOIRS INDUCTEURS SPÉCIFIQUES DES CORPS SOLIDES OU DES CORPS LIQUIDES;

PAR M. H. PELLAT.

Ayant besoin de connaître le pouvoir inducteur spécifique de substances solides ou liquides en vue d'un travail sur les diélectriques, j'ai pensé que l'appareil dont je vais donner la description permettrait d'effectuer cette mesure délicate avec facilité et précision. Cet appareil a répondu parfaitement à ce que j'en attendais.

Il est fondé sur l'augmentation qui se produit dans l'attraction des armatures d'un condensateur chargé quand l'air existant entre elles est totalement ou partiellement remplacé par un diélectrique. Comme cette attraction dépend aussi de la valeur de la différence de potentiel des armatures, il faut, pour éviter les erreurs dues aux variations de la source électrique, que la force antagoniste soit une autre attraction électrique produite par la même différence de potentiel, et que la mesure se fasse par une méthode de zéro.

Pour réaliser ces conditions, l'appareil consiste en un double électromètre de Lord Kelvin. Les deux plateaux mobiles en aluminium M et M′ (M seul est visible sur les figures; 4^{cm} de diamètre) sont placés l'un au-dessus de l'autre et liés entre eux par une tige qui les rend solidaires; ce système est fixé à l'une des extrémités d'un fléau d'une balance très sensible B, dont l'autre extrémité porte un plateau suspendu à la façon ordinaire. Les anneaux de garde G et G′ (8^{cm} de diamètre) sont reliés entre eux par un cylindre de laiton C à génératrices verticales, de façon que l'ensemble forme une boîte percée seulement de quelques ouvertures nécessaires. Toutes ces pièces sont reliées métalliquement au socle métallique de l'appareil.

Au-dessus du plateau mobile supérieur et au-dessous du plateau mobile inférieur se trouvent les deux plateaux attractifs A et A′, reliés métalliquement entre eux, mais formant un système isolé, pouvant être porté, par conséquent, à un autre potentiel que celui des plateaux mobiles et des anneaux de garde. Le pla-

teau attractif inférieur A′ est fixe; le plateau attractif supérieur A est porté par une vis micrométrique V, identique à celle d'un sphéromètre dont le déplacement est donné, comme dans cet in-

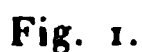


Fig. 1.

strument, par un limbe gradué L en 500 parties; chaque division correspond à un micron : en tournant la vis on déplace le plateau attractif supérieur parallèlement à lui-même et au plan de l'anneau de garde et du plateau mobile supérieur. Des vis et contre-vis permettent de faire appliquer exactement ce plateau attractif

contre le plan de l'anneau de garde et, par conséquent, de régler parfaitement le parallélisme.

La tige qui relie les deux plateaux mobiles porte, gravée sur verre, une croix de réticule à branches verticale et horizontale; cette croix est visée par un microscope pourvu d'un réticule oculaire à branche inclinée à 45° sur l'horizon. Ce réticule est réglé de façon que lorsque les points de croisement des réticules coïncident optiquement le plateau mobile supérieur M soit exactement dans le plan de son anneau de garde G. Le plateau mobile inférieur est alors un peu au-dessus ou un peu au-dessous de son anneau de garde, mais dans une position toujours la même, ce qui est le seul point essentiel.

Pour éviter les oscillations de la balance qui rendraient la mesure extrêmement longue, un amortisseur à air du système Curie K est disposé sous le plateau P de la balance.

C'est en plaçant des poids dans ce plateau qu'on fait, en gros, équilibre au poids des plateaux mobiles quand toutes les parties de l'appareil sont au même potentiel; on parfait cette tare par l'action d'un ressort R agissant sur le bras du fléau et qui peut être tendu plus ou moins en agissant sur une vis U. Ce ressort présente, en outre, l'avantage d'augmenter la valeur de la différence de potentiel à partir de laquelle l'équilibre cesse d'être stable.

Enfin, deux vis-butoirs D limitent dans un espace très étroit la course du fléau de façon que, non seulement la croisée du réticule reste toujours dans le champ du microscope, mais, en outre, s'écarte très peu de la position d'équilibre, condition indispensable quand l'équilibre est instable sous l'influence des actions électriques.

Un relevage pour le fléau, des écrans électriques convenablement placés, des vis calantes et un niveau à bulle d'air complètent l'appareil.

L'appareil a été construit par la maison Ducretet et Lejeune.

Mesure du pouvoir inducteur spécifique d'un corps solide. — Le corps étudié est pris sous forme d'une lame à faces planes et parallèles ayant $0^{cm},7$ à $0^{cm},9$ d'épaisseur; cette épaisseur *c* est

mesurée exactement avec un sphéromètre. La lame est placée entre l'anneau de garde et le plateau attractif supérieur.

Elle repose sur l'anneau de garde par trois petites cales en verre de même épaisseur $0^{cm},1$ environ, ayant $0^{cm},1$ ou $0^{cm},2$ de côtés, de façon à ne pas gêner les mouvements du plateau mobile; la lame doit déborder de 2^{cm} environ ce plateau.

On fait la tare très exactement en agissant sur le ressort, toutes les pièces de l'appareil étant au même potentiel; puis, par le jeu d'un commutateur, on établit entre les plateaux mobiles et les anneaux de garde, d'une part, et les plateaux attractifs d'autre part, une différence de potentiel; l'attraction produite sur l'un des plateaux l'emporte, en général, sur celle produite sur l'autre et le fléau bascule.

On déplace alors dans le sens convenable, à l'aide de la vis micrométrique, le plateau attractif supérieur jusqu'à ce qu'en faisant jouer le commutateur l'équilibre persiste, ce qui peut avoir lieu si la différence de potentiel est faible, parce qu'alors l'équilibre est stable; si la différence de potentiel dépasse une certaine valeur, l'équilibre devient instable; on cherche alors deux positions très voisines du plateau supérieur telles que le fléau bascule en sens contraire par le jeu du commutateur. Entre chaque essai, le commutateur maintient les plateaux au même potentiel de façon que le champ électrique reste nul, à moins qu'on ne veuille étudier précisément l'effet d'un champ prolongé sur le diélectrique.

On enlève ensuite la lame diélectrique, et, pour que le jeu du commutateur ne trouble pas l'équilibre, on est obligé de rapprocher, au moyen de la vis micrométrique, le plateau supérieur. Je désignerai par a la quantité dont il a fallu abaisser ainsi ce plateau et qui est donnée immédiatement par la différence des lectures dans les deux opérations consécutives.

Le calcul du pouvoir inducteur spécifique K se fait très simplement. J'admettrai d'abord que la lame n'a aucune électrisation.

Supposons celle-ci introduite entre le plan de l'anneau de garde et du plateau mobile et le plan formé par le plateau attractif supérieur; en désignant par e la distance de ces deux plans, par c l'épaisseur de la lame, par V leur différence de potentiel, par φ et φ' l'intensité du champ électrique dans l'air et dans le diélectrique, enfin par μ la densité électrique superficielle et par τ la

tension sur le plateau mobile, on a les relations bien connues

(1) $$\varphi = K\varphi',$$

(2) $$V = \varphi(e-c) + \varphi' c = \varphi\left(e - c + \frac{c}{K}\right),$$

(3) $$\varphi = 4\pi\mu,$$

(4) $$\tau = 2\pi\mu^2.$$

D'où, pour la force électrique f qui tend à soulever le plateau mobile supérieur de surface s

(5) $$f = s\tau = 2\pi\mu^2 s = \frac{s\varphi^2}{8\pi} = \frac{sV^2}{8\pi\left(e - c + \frac{c}{K}\right)^2}.$$

D'ailleurs le plateau mobile inférieur est soumis à une force égale à mV^2, m étant une constante quand les points de croisement des réticules coïncident; si donc e a la valeur e_1 convenable pour que l'équilibre existe, on a alors

(6) $$\frac{s}{8\pi\left(e_1 - c + \frac{c}{K}\right)^2} = m \quad \text{ou} \quad e_1 - c + \frac{c}{K} = \sqrt{\frac{8\pi m}{s}}.$$

En désignant par e_2 la valeur de e qui donne l'équilibre quand la lame est enlevée, on a de même

(7) $$e_2 = \sqrt{\frac{8\pi m}{s}},$$

d'où

(8) $$e_1 - c + \frac{c}{K} = e_2,$$

et enfin

(9) $$K = \frac{c}{c - (e_1 - e_2)} = \frac{c}{c - a}.$$

La connaissance de l'épaisseur de la lame c et du déplacement a du plateau supérieur attractif suffit à déterminer K.

Mais on ne peut jamais répondre d'une absence complète de charge d'une lame diélectrique. Il convient donc d'examiner l'effet perturbateur apporté par une charge électrique de la lame pour l'éliminer.

Supposons donc que les deux plans conducteurs, entre lesquels

on place la lame, étant d'abord au même potentiel, l'électrisation de celle-ci développe en un point du plateau mobile supérieur une densité superficielle ε, d'où une force électrique $\int 2\pi\varepsilon^2\, ds$ ayant un moment $\int 2\pi\varepsilon^2 l\, ds$ par rapport à l'axe de rotation du fléau, l'intégration étant étendue à toute la surface du plateau. Cette force se trouve compensée en faisant la tare au moyen du ressort; par conséquent, en appelant M la valeur du moment de la force antagoniste, on a

$$(10)\qquad 2\pi\int \varepsilon^2 l\, ds - M = 0.$$

Établissons une différence de potentiel V entre les deux plateaux métalliques et soit μ la densité électrique qui en résulterait pour chaque point du plateau mobile si la lame diélectrique n'était pas électrisée. En vertu de la superposition des états électriques, chaque point du plateau prend une densité $\mu + \varepsilon$ (μ constant, ε variable avec le point considéré) et il en résulte une force dont le moment par rapport à l'axe de rotation est $\int 2\pi(\mu+\varepsilon)^2 l\, ds$.

Quant à la force mV^2 qui agit sur le plateau mobile inférieur, son mouvement est $-mV^2L$. Lorsqu'il y a équilibre on a donc

$$(11)\qquad \int 2\pi(\mu+\varepsilon)^2 l\, ds - mV^2L - M = 0.$$

Ce qui peut s'écrire

$$(12)\qquad 2\pi\mu^2\int l\, ds + 4\pi\mu\int \varepsilon l\, ds + 2\pi\int \varepsilon^2 l\, ds - mV^2L - M = 0.$$

En vertu de (10), cette relation devient

$$(13)\qquad 2\pi\mu^2\int l\, ds + 4\pi\mu\int \varepsilon l\, ds - mV^2L = 0.$$

Enfin, en vertu des relations (2) et (3), on en déduit

$$(14)\qquad \frac{V^2}{8\pi\left(e_1 - c + \frac{c}{K}\right)^2}\int l\, ds + \frac{V}{\left(e_1 - c + \frac{c}{K}\right)}\int \varepsilon l\, ds - mLV^2 = 0.$$

Après avoir enlevé la lame, la condition d'équilibre s'écrit

$$(15)\qquad \frac{V^2}{8\pi e_2^2}\int l\, ds - mLV^2 = 0,$$

d'où, en divisant par V^2 (14) et (15) et soustrayant

$$(16)\quad \frac{1}{8\pi}\left[\frac{1}{\left(e_1-c+\frac{c}{K}\right)^2}-\frac{1}{e_2^2}\right]\int l\,ds+\frac{1}{\left(e_1-c+\frac{c}{K}\right)V}\int \varepsilon\, l\,ds=0.$$

Pour éliminer l'action perturbatrice du second terme, on peut opérer de deux manières :

La première consiste à se servir de différences de potentiel fixes, données par une batterie par exemple. On répétera la même opération en renversant, par le jeu d'un commutateur, la différence de potentiel entre les plateaux mobiles et les plateaux attractifs, en lui conservant la même valeur absolue V; on aura alors, en désignant par e'_1 la nouvelle valeur trouvée pour e_1,

$$(17)\quad \frac{1}{8\pi}\left[\frac{1}{\left(e'_1-c+\frac{c}{K}\right)^2}-\frac{1}{e_2^2}\right]\int l\,ds-\frac{1}{\left(e'_1-c+\frac{c}{K}\right)V}\int \varepsilon\, l\,ds=0.$$

Ce qui donne, par élimination de $\frac{1}{V}\int \varepsilon\, l\,ds$,

$$(18)\quad \frac{1}{e_1-c+\frac{c}{K}}+\frac{1}{e'_1-c+\frac{c}{K}}-\frac{e_1-c+\frac{c}{K}+e'_1-c+\frac{c}{K}}{e_2^2}=0,$$

ou en posant, pour abréger,

$$(19)\quad x=c-\frac{c}{K},$$

d'où

$$K=\frac{c}{c-x}$$

l'équation du deuxième degré pour déterminer x

$$(e_1-x)(e'_1-x)-e_2^2=0,$$

dont la racine convenable est

$$(20)\quad x=\frac{e_1+e'_1}{2}-\sqrt{\left(\frac{e_1-e'_1}{2}\right)^2+e_2^2}.$$

En posant $a=e_1-e_2$, $a'=e'_1-e_2$ et négligeant la quatrième

puissance de $\left(\frac{e_1 - e'_1}{e_2}\right)$, il vient

$$x = \frac{a + a'}{2} - \frac{(a - a')^2}{8 e_2}. \tag{21}$$

La distance e_2 du plateau attractif supérieur à l'anneau de garde n'est nécessaire que pour le terme correctif ; elle s'obtient du reste avec une grande précision en appliquant le plateau attractif sur le plan de l'anneau de garde et faisant la lecture.

Cette méthode donne de bons résultats, comme j'ai pu m'en assurer ; mais pourtant elle suppose que ni la charge du diélectrique, ni la différence de potentiel de la source n'ont varié dans l'intervalle des deux opérations ; il faut donc opérer assez rapidement.

La seconde manière d'éliminer le terme perturbateur est beaucoup plus commode. Elle consiste à opérer avec des différences de potentiel V rapidement alternatives, comme celles qu'on obtient aux deux pôles d'une bobine de Ruhmkorff sans trembleur, quand on lance dans le gros fil le courant d'un alternateur fournissant soit un courant sinusoïdal, soit tout au moins un courant symétrique dans les parties positives et négatives, comme c'est le cas habituel, de façon à avoir

$$\int_0^T V\,dt = 0, \tag{22}$$

en désignant par T la durée d'une période.

Le premier membre de l'équation (14) représente, à chaque instant, la valeur du moment R des forces agissant sur le fléau. Pour que celui-ci reste en équilibre, il faut avoir $\int_0^T R\,dt = 0$, et comme $\int_0^T V^2\,dt$ n'est pas nul, tandis que $\int_0^T V\,dt$ est nul, on déduit de la relation (14), comme condition d'équilibre,

$$\frac{1}{8\pi\left(e_1 - c + \frac{c}{K}\right)^2}\int l\,ds - mL = 0, \tag{23}$$

et, s'il n'y a pas de lame diélectrique,

$$\frac{1}{8\pi e_2^2}\int l\,ds - mL = 0, \tag{24}$$

d'où

$$(25) \qquad e_1 - c + \frac{c}{K} = e_2, \qquad \text{et} \qquad K = \frac{c}{c - (e_1 - e_2)} = \frac{c}{c - a}.$$

L'opération se fait, dans ce cas, avec la plus grande facilité ; on arrive à déterminer la position du plateau supérieur à 1 ou 2 microns près. En admettant un réglage parfait de parallélisme des plateaux, c'est principalement l'erreur avec laquelle on fait coïncider le croisement des deux réticules qui limite la précision ; il est donc avantageux d'employer un microscope un peu puissant et une vis U à pas très fin.

Cette méthode a été soumise à d'assez nombreuses vérifications. Ainsi, j'ai pu constater qu'il était largement suffisant de faire déborder la lame diélectrique, de 2^{cm} par rapport au plateau mobile. D'autre part, une même lame d'ébonite a été étudiée successivement avec deux épaisseurs différentes ($0^{cm},871$ et $0^{cm},597$) ; le pouvoir inducteur spécifique a été trouvé le même (3,128 et 3,154) aux erreurs près, dues à la mesure de l'épaisseur de la lame. C'est, en effet, le plus souvent le défaut de parallélisme et de planéité des faces de la lame et par conséquent l'erreur sur l'épaisseur qui limitent la précision de la méthode ; l'erreur qui résultait de la mesure de l'épaisseur pour les lames d'ébonite employées était dix fois plus grande environ que celle qui provenait de la mesure fournie par l'appareil. La précision de celui-ci est telle que j'ai pu non seulement constater, mais même mesurer grossièrement le pouvoir inducteur spécifique du mica en employant deux lames superposées de cette substance qui n'avaient chacune que $0^{cm},013$ d'épaisseur.

Mesure du pouvoir inducteur spécifique des liquides. — On peut procéder pour les liquides comme pour les solides en enfermant le liquide dans un flacon plat formé par deux lames de verre travaillées optiquement et d'épaisseur connue. Cette méthode n'a pas encore été expérimentée ; l'étude faite sur les corps solides montre qu'elle sera d'une application facile.

Mais on peut aussi opérer autrement en se fondant sur la propriété de la tension électrique d'être multipliée par le pouvoir inducteur spécifique K d'un liquide, quand celui-ci est substitué à

l'air entre les deux armatures d'un condensateur de façon à mouiller l'armature considérée.

Pour appliquer cette méthode, une large ouverture, pratiquée dans le socle de l'appareil sous l'ensemble des anneaux de garde (fermée quand on se sert de l'appareil pour les solides), permet d'introduire une cuve E, de façon que, en y versant un liquide diélectrique, celui-ci baigne les deux faces de l'anneau de garde inférieur, du plateau mobile inférieur et, bien entendu, du plateau attractif correspondant, la partie supérieure de l'appareil restant baignée par l'air.

Avant d'introduire le liquide dans la cuve, l'air existant partout entre les plateaux, on détermine la distance e_1 du plateau attractif supérieur au plan de l'anneau de garde correspondant qui donne l'équilibre quand on fait jouer le commutateur.

On verse ensuite le liquide, et comme, par suite de la poussée hydrostatique sur le plateau mobile inférieur, l'équilibre est rompu, on fait à nouveau la tare en ôtant des poids du plateau de la balance et l'on parfait la tare par l'action du ressort, toutes les parties étant au même potentiel. On cherche ensuite la distance e_2 du plateau supérieur à l'anneau de garde qui maintient l'équilibre quand on fait jouer le commutateur.

Dans le premier cas, on a, avec les mêmes notations que ci-dessus,

$$\frac{sV^2}{8\pi e_1^2} = mV^2 \tag{26}$$

ou

$$\frac{s}{8\pi e_1^2} = m;$$

dans le second cas,

$$\frac{sV'^2}{8\pi e_2^2} = KmV'^2 \tag{27}$$

ou

$$\frac{s}{8\pi e_2^2} = mK,$$

d'où

$$K = \left(\frac{e_1}{e_2}\right)^2. \tag{28}$$

Les ménisques capillaires qui agissent sur le plateau mobile inférieur ou sur la tige qui réunit les deux plateaux, font l'effet

d'un ressort additionnel agissant sur le fléau. Il donne un équilibre stable malgré de grandes différences de potentiel et limite considérablement le déplacement du plateau quand les forces électriques ne se compensent pas. Malgré cela, dans ce cas, au moment où l'on établit la différence de potentiel, on a toujours un premier petit mouvement brusque et très net, ce qui fait que la mesure se fait avec une précision du même ordre que pour les solides.

Cette méthode a été expérimentée avec l'huile de pétrole et donne de bons résultats.

Je ferai remarquer qu'en opérant avec des différences de potentiel alternées très rapidement comme celles que donnent les décharges des condensateurs (un million par seconde par exemple) ou celles que donne le dispositif de Hertz (cent millions ou plus par seconde), il est probable qu'on pourra mesurer directement le pouvoir inducteur spécifique de corps ayant une certaine conductibilité, l'eau pure par exemple.

SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA NEIGE CARBONIQUE ET DE L'ACIDE CARBONIQUE CRISTALLISÉ;

PAR MM. P. VILLARD ET R. JARRY.

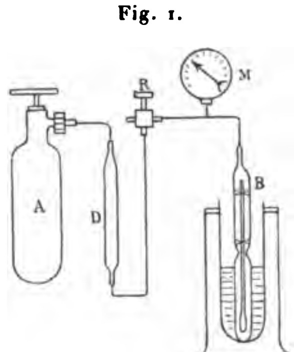
L'acide carbonique solide, facile à obtenir sous forme de neige, constitue un agent frigorifique à la fois puissant et d'un usage commode; mais, en ce qui concerne la température qu'on peut obtenir par son emploi, il existe un désaccord remarquable entre les renseignements publiés par les auteurs qui ont étudié ce corps. C'est ainsi que l'on a attribué à la neige carbonique, exposée à l'air libre, des températures variant de -89° à -60°. D'autre part, malgré les expériences de Regnault, on admet généralement que l'éther, ajouté à l'acide carbonique solide, en abaisse notablement la température. Parfois on rencontre des résultats en contradiction avec les lois de la Physique.

Nous avons étudié à notre tour ce corps si intéressant, mais en évitant toute complication expérimentale, et, dans ce but, éva-

luant les températures simplement au moyen d'un thermomètre à toluène, tel qu'on sait les construire aujourd'hui, et d'ailleurs vérifié.

Point de fusion de l'acide carbonique solide. — Une certaine quantité d'acide carbonique cristallisé a été préparée en dirigeant le gaz comprimé, provenant d'un récipient A, dans un tube refroidi B, en cristal, de 2^{cm} de diamètre, suivant l'axe duquel était disposé un thermomètre soutenu à hauteur convenable par des croisillons en liège.

Fig. 1.



L'appareil était complété par un manomètre M, un tube desséchant D, et un robinet R permettant de faire communiquer le tube B soit avec le récipient A, soit avec l'atmosphère.

L'acide carbonique se condensait à l'état solide dans le tube B; on arrêtait la distillation, quand la masse solidifiée enveloppait le thermomètre assez haut pour qu'il n'y eût pas de colonne émergente au moment de la fusion; le robinet R, disposé comme un robinet à trois voies, permettait alors de supprimer toute communication avec A, puis de faire dégager une certaine quantité de gaz carbonique provenant du tube B, de manière à purger l'appareil.

Ces opérations effectuées, le tube B a été retiré du mélange réfrigérant, entouré rapidement d'une gaine en papier d'étain préparée d'avance et destinée à arrêter le rayonnement, puis introduit dans un tube plus large, en verre mince, argenté extérieu-

rement et disposé dans une enceinte vide d'air, pourvue d'un revêtement intérieur métallique.

La fusion n'a pas tardé à se produire, durant laquelle la température s'est maintenue pendant près de vingt minutes à -57°; le manomètre indiquait, en même temps, une pression constante de $5^{atm},1$.

Après fusion presque complète, la température et la pression s'étant élevées, le tube a été refroidi et la solidification observée; comme la fusion, elle a été accompagnée d'un arrêt du thermomètre à -57° et du manomètre à $5^{atm},1$.

Ainsi l'acide carbonique cristallisé fond à -57° (1) sous une pression de $5^{atm},1$. C'est à peu près ce qu'avait trouvé Faraday.

La neige carbonique, préparée à la manière ordinaire, puis enfermée dans un tube analogue au précédent, a donné sensiblement les mêmes résultats, mais l'observation du thermomètre se fait moins bien qu'avec l'acide cristallisé et il est difficile de ne pas avoir de colonne émergente.

Nous n'avons eu que des corrections insignifiantes à faire subir à la température lue directement; le thermomètre n'avait pas de colonne émergente, son zéro s'était à peine déplacé de quelques centièmes de degré et la pression ne modifiait les indications de l'instrument que d'une quantité inférieure à $0^\circ,1$.

Au courant de ces expériences, nous avons constaté que l'acide carbonique est plus dense à l'état solide qu'à l'état liquide.

Propriétés optiques. — Les cristaux d'acide carbonique se conservent assez longtemps à l'air libre, et le gaz qu'ils dégagent les protège contre tout dépôt de givre; aussi est-il facile de les examiner au microscope, en ayant soin cependant de les maintenir en place, car ils tendent à se déplacer en tous sens sur la plaque de verre qui les supporte. Leur action sur la lumière polarisée s'est montrée absolument nulle, même avec l'aide d'un quartz teinte sensible.

---

(1) Cette température diffère un peu de celle que nous avons donnée dans une Note insérée aux *Comptes rendus*, 24 juin 1895. Nous la considérons comme plus exacte, parce qu'elle a été obtenue directement avec un thermomètre-étalon et qu'en outre toutes les précautions nécessaires ont été prises pour éviter les effets du rayonnement.

Température de l'acide carbonique solide à l'air libre. — Fondant sous une pression de $5^{atm},1$, l'acide carbonique ne peut, sous la pression atmosphérique, exister qu'à l'état gazeux, ou à l'état solide, hormis le cas de surfusion, et se comporte comme l'arsenic. Aussi, quand on ouvre un tube contenant de l'acide carbonique liquide, ce dernier se solidifie rapidement. De plus, l'acide solidifié, exposé en vase ouvert, doit prendre spontanément la température pour laquelle la force élastique de sa vapeur est égale à la pression extérieure. C'est, en effet, ce qui arrive : à l'air libre l'acide carbonique cristallisé ou neigeux se maintient à une température constante de $-79°$. Les variations de la pression atmosphérique sont, en général, trop faibles pour modifier sensiblement cette température. Mais il convient, surtout avec l'acide cristallisé, de protéger le thermomètre contre le rayonnement des objets extérieurs. Nous avons évité cette cause d'erreur en disposant la neige carbonique dans un tube en verre mince, de 35^{mm} de diamètre, argenté extérieurement, et placé dans une enceinte portant un revêtement métallique intérieur. A l'exemple des physiciens anglais, nous avons fait le vide dans une enceinte, afin d'éviter tout apport de chaleur par convection. Dans ces conditions, la neige carbonique se conserve longtemps et la constance de sa température est facile à constater.

Nous avons ensuite vérifié qu'à $-79°$ la vapeur émise par la neige possède une force élastique précisément égale à la pression atmosphérique.

Ce résultat était facile à prévoir : si, en effet, la force élastique de la vapeur était supérieure à la pression atmosphérique, la vaporisation extrêmement rapide, qui se produirait alors, abaisserait la température de la neige ; si elle était inférieure, la vaporisation s'arrêterait, et, sous l'influence des corps environnants, la neige se réchaufferait ; il n'y aurait plus qu'une simple évaporation, limitée à la couche de neige exposée à l'air, et très faible si cet air n'est pas renouvelé constamment. L'équilibre ne peut avoir lieu que si la température du solide est précisément celle qui correspond à une force élastique égale à la pression extérieure. On est ainsi en présence d'un véritable phénomène d'ébullition, soumis aux lois connues qu'aucune raison n'empêche d'appliquer aux corps solides.

Ainsi le point d'ébullition de l'acide carbonique solide, sous la pression ordinaire, est situé à —79°. Regnault avait trouvé —78°,16 avec le thermomètre à air (¹), Pouillet —79°, Cooke — 80° (²), Jarolimek —78°,2 (³), M. Pictet —80°. Enfin, M. P. Chappuis, dont la compétence, en pareille matière, est indiscutable, a bien voulu nous communiquer les résultats qu'il a obtenus jusqu'à présent avec le thermomètre à hydrogène; la moyenne de plusieurs expériences a donné —79° pour la température cherchée.

En présence de ce résultat, il nous est impossible d'admettre, avec MM. Cailletet et Colardeau (⁴), que la température de la neige carbonique, exposée en vase ouvert, puisse être voisine de — 60°; à cette température, la force élastique de la vapeur émise étant de 4 atmosphères environ, un pareil fait serait contraire aux lois de l'ébullition, et constituerait une anomalie qui n'est pas signalée par les auteurs. Le résultat indiqué plus haut est, au contraire, conforme aux lois en question, et s'est reproduit toujours identique dans toutes les expériences.

Mélanges réfrigérants. — On a souvent affirmé, malgré les expériences de Regnault (*loc. cit.*), que l'éther mélangé à la neige carbonique en abaissait la température. MM. Cailletet et Collardeau (*loc. cit.*) fixent à 17° environ la valeur de cet abaissement, et, pour mettre en évidence le rôle spécial qu'ils attribuent à l'éther, citent ce fait que le contenu d'un tube Natterer, plongé dans le mélange d'éther et de neige, se congèle rapidement; cela prouve bien que la température du mélange est inférieure au point de fusion de l'acide carbonique, mais on ne peut tirer de cette expérience aucune conclusion relativement à la neige seule, dans laquelle d'ailleurs, la congélation en question réussit parfaitement.

Cette prétendue action réfrigérante de l'éther a été attribuée à la dissolution de la neige dans le liquide : les auteurs précédents

---

(¹) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3ᵉ série, t. XXVI, p. 259.
(²) *Chemical physics* par Josiah Cooke (Boston, 1860), p. 592.
(³) *Wiener Monatshefte*, t. III, p. 835.
(⁴) *Comptes rendus*, t. CVI, p. 1631.

ajoutent que la température minima doit être, par suite, obtenue au moment de la saturation, et ne pas être sensiblement modifiée par l'addition d'un excès de solide. Cette dernière affirmation paraît difficile à admettre; à partir du moment où l'éther est saturé, tout excès de neige, dès lors insoluble, se comporte comme un corps inerte, et, si cette neige est réellement plus chaude que le mélange, elle doit le réchauffer, et cela d'autant plus qu'elle est en excès plus considérable.

Voici, au contraire, ce que nous avons observé : quelle que soit la manière dont on fait le mélange, la température minima n'est atteinte que quand il y a excès de neige ou d'acide cristallisé, et le thermomètre ne descend pas au-dessous de — 79°. L'ébullition de l'acide carbonique continue à se produire au sein du liquide et se traduit par un dégagement continu de bulles gazeuses. Conformément aux lois connues, l'ébullition s'arrête si l'on refroidit le mélange au-dessous de — 79°, ou encore si l'on ferme le tube; dans ce cas, la température s'élève, puis redescend à — 79°, quand on ouvre à nouveau le tube. Il convient donc d'attribuer le froid produit à ce que la neige est froide et qu'elle tend à se maintenir à son point d'ébullition; elle y ramène, par suite, le liquide qui l'entoure, à condition qu'elle soit en excès suffisant. La température minima étant la température même de la neige carbonique, on s'explique sans peine qu'un excès considérable de celle-ci ne change rien au résultat. Si le refroidissement de l'éther, auquel on ajoute de l'acide carbonique solide, provenait d'un phénomène de dissolution, l'effet maximum serait obtenu au moment précis de la saturation, ce qui n'est pas. D'ailleurs, l'effet thermique, résultant de la dissolution de l'acide carbonique, est tellement faible que, pour le constater, il faut refroidir préalablement l'éther à — 79° ; l'addition d'une petite quantité de neige à ce liquide aussi froid qu'elle, et encore en possession de tout son pouvoir dissolvant, produit un abaissement de température de 1° environ.

Regnault n'a d'ailleurs trouvé qu'une différence de 0°,1 entre les températures de la neige carbonique seule ou additionnée d'éther. Dans les conditions où nous nous sommes placés, entourant un thermomètre de faible volume par une masse de neige de plus de 200^{gr}, n'ayant aucune correction à faire subir aux obser-

vations, nous n'avons pas même constaté cette faible différence de 0°,1.

En mélangeant la neige carbonique avec du toluène, la température minima obtenue a été également de — 79°.

Le chlorure de méthyle se comporte tout autrement : à partir de —65° environ, la neige carbonique s'y dissout sans dégagement gazeux, et le thermomètre atteint —85° au moment de la saturation. Cette température étant inférieure de 6° à celle du plus froid des composants du mélange, et la dissolution de la neige se faisant dès —65° sans dégagement gazeux, c'est bien au phénomène de la dissolution qu'il faut attribuer le résultat obtenu, et nous sommes d'accord avec MM. Cailletet et Colardeau en ce qui concerne le chlorure de méthyle. On est ici en présence d'un véritable mélange réfrigérant tout à fait comparable au mélange d'azotate d'ammoniaque et d'eau. Aussi tout excès de neige carbonique, insoluble dans le chlorure de méthyle saturé, se comporte comme un corps inerte et tend à ramener la température à — 79°.

Le passage d'un courant d'air sec dans ces mélanges permet d'en abaisser la température au delà de —90°. On obtient à peu près le même résultat en les exposant à l'air par une large surface. C'est ainsi qu'un thermomètre, dont le réservoir est entouré de coton que l'on imprègne de chlorure de méthyle à peu près saturé d'acide carbonique, descend facilement à —88°.

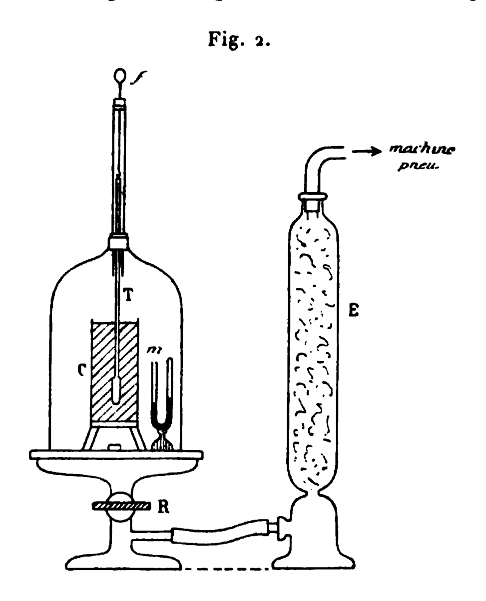
Nous avons essayé, sans succès, le protoxyde d'azote liquide comme dissolvant de la neige carbonique.

Température de la neige carbonique dans le vide. — On sait que M. Pictet, dans ses expériences sur la liquéfaction des gaz, a obtenu —130° par l'évaporation de l'acide carbonique solide dans le vide. Mais les essais effectués dans les laboratoires sont loin d'avoir donné le même résultat. La plus basse température obtenue a été —97° (Mitchell). MM. Cailletet et Colardeau (*loc. cit.*), se servant d'une pince thermo-électrique comme appareil thermométrique, fixent à —76° la limite que l'on peut atteindre dans les conditions où ils se sont placés.

Nous sommes arrivés beaucoup plus loin de la manière suivante : 120^{gr} environ de neige carbonique ont été tassés dans un

cylindre C, en toile métallique, pour faciliter le dégagement du gaz, fermé à sa partie inférieure par une plaque de liège, et placé sur la platine de la machine pneumatique, à côté d'un petit manomètre. Le thermomètre à toluène était disposé au centre de la masse de neige, et sa partie supérieure inutile se logeait dans un

Fig. 2.



tube de verre ajusté sur la cloche. Celle-ci pouvait, par suite, n'avoir qu'une hauteur restreinte et une faible capacité. Un fil de cuivre *f*, glissant dans un bouchon, permettait de soulever le thermomètre au moment des lectures; on évitait ainsi de laisser une colonne émergente. Une éprouvette à potasse E complétait l'appareil.

Le vide s'est fait avec la plus grande facilité; au bout de quinze minutes, le thermomètre marquait —115°. Peu après, il atteignait —125°, la pression, mesurée dans la cloche même, étant alors de 5^{mm} de mercure. Cette température a pu être maintenue pendant près de trois heures et il restait alors 60^{gr} de neige. La vaporisation de l'acide carbonique solide dans le vide est d'une lenteur remarquable : si l'on ferme le robinet R, la pression ne remonte que très lentement dans la cloche, bien que celle-ci soit alors isolée de l'éprouvette à potasse.

Cette température de —125° peut être considérée comme mesurée avec une approximation suffisante au point de vue pratique, bien que la graduation du thermomètre soit obtenue par extrapolation au delà de — 75°. En effet, l'instrument nous a paru donner des indications exactes dans le protoxyde d'azote bouillant sous la pression ordinaire, ainsi que dans l'éthylène bouillant. L'extrapolation ne doit, par suite, donner lieu qu'à des erreurs très faibles et tout à fait sans importance, puisqu'il s'agit non pas de la détermination d'une constante physique, mais d'une température susceptible de varier suivant les conditions de l'expérience et le degré de vide réalisé.

On voit qu'il est possible de dépasser le point critique de l'oxygène (—118°) sans autre réfrigérant que la neige carbonique et avec les ressources ordinaires d'un laboratoire. C'est là un résultat d'une certaine importance pratique, puisque l'oxygène liquide permet d'atteindre de très basses températures; aussi nous proposons-nous de tenter l'expérience et de chercher à liquéfier l'oxygène par ce procédé.

Ajoutons en terminant que, pour obtenir en abondance une neige carbonique à peu près exempte d'eau et de matières grasses, il convient de distiller ou au moins de transvaser l'acide carbonique du commerce dans de petits récipients refroidis vers —20°. La distillation demande environ vingt minutes par kilogramme d'acide, le transvasement quelques secondes. Le refroidissement a, en outre, l'avantage d'augmenter beaucoup le rendement et l'on peut obtenir, à l'état de neige, 35 pour 100 de l'acide employé.

EXPLICATION DE LA RÉPULSION DE L'ANNEAU D'ELIHU THOMSON PAR LA RÉACTION DES LIGNES DE FORCE MAGNÉTIQUES; EFFETS DE SELF-INDUCTION;

PAR M. WLADIMIR DE NIKOLAIEVE.

L'explication s'applique le mieux au cas où l'on emploie un noyau de fer long et sortant de la bobine, dispositif que l'auteur a employé, dès 1892, avec M. Ivan Lebedeff. Le spectre magnétique montre que le flux d'induction B longeant le noyau, donne

dans l'air des ramifications f perpendiculaires à l'axe du noyau.

Les réactions entre les lignes f et les lignes f_1 du champ secondaire entourant l'anneau attirent l'anneau du côté où f et f_1 sont de sens opposés. Comme le champ f suit la loi de variation du flux B, le champ secondaire f_1 est en retard par rapport à f comme par rapport à B de plus d'un quart de période et de moins d'une demi-période; par suite, l'effet résultant de toutes les réactions pendant une période tend à éloigner l'anneau de la bobine.

L'anneau présente quelquefois des *mouvements singuliers*. Les lignes f_1 du champ secondaire, pénétrant dans la masse perméable du noyau, tendent à pousser l'anneau vers le noyau, ou, en général, vers une masse de fer voisine; quand, par exemple, la répulsion ne peut encore vaincre le poids de l'anneau, on le voit glisser sur le bord de la bobine, jusqu'à toucher le noyau.

Quand l'anneau est suspendu à égale distance de deux bobines de même axe ou des deux noyaux d'un électro-aimant, et que le champ est excité, l'anneau tend à disposer son plan parallèlement au champ, c'est-à-dire axialement. Ce phénomène connu tient à l'attraction que les lignes du champ primaire exercent sur celles du champ secondaire, à l'intérieur de l'anneau, et à la répulsion qu'elles exercent au contraire à l'extérieur de l'anneau, d'où résulte un couple axial.

Si l'anneau est suspendu dans un champ non uniforme, les réactions des lignes de force primaires et secondaires donnent, par leurs composantes parallèles à l'axe des bobines, un couple équatorial, par leurs composantes perpendiculaires à l'axe, un couple axial; c'est le couple équatorial qui est prépondérant si l'anneau est assez grand, et inversement.

M. Fleming utilisait déjà le déplacement du disque en cuivre, placé à l'intérieur d'une bobine, pour déceler les courants oscillants.

Le *rôle du noyau long sortant de la bobine* est de concentrer le flux qu'il dirige verticalement en donnant des ramifications f, qui sont actives à une hauteur où les lignes de force trop dispersées du dispositif ordinaire n'influent déjà plus. L'anneau, de plus faible résistance et plus léger que dans le dispositif ordinaire, monte plus haut et s'échauffe davantage; il est porté au rouge clair en dix minutes. Il a, il est vrai, en lui-même une plus faible self-

induction; mais la présence du noyau de fer lui donne, dans une expérience de l'auteur, une self-induction réelle de 459 C.G.S., soit dix fois sa valeur 46 C.G.S. dans l'air, calculée d'après la formule de J.-C. Maxwell.

Pour *la mesure des déplacements de l'anneau,* il fallait pratiquement empêcher l'échauffement de l'anneau. Dans quelques expériences faites à l'Institut de Physique de Zürich, l'anneau plongeait dans l'eau remplissant l'espace annulaire compris entre deux cylindres de verre; il glissait le long du cylindre intérieur, divisé en millimètres sur trois génératrices.

Dans le *cas des faibles courants,* on réduit à volonté le poids de l'anneau, en lui associant une bouée annulaire en tôle de cuivre.

Dans l'expérience d'Elihu Thomson, le flux d'induction B_1, traversant le contour de l'anneau, y induit un courant I, excitant à son tour un flux de force secondaire IL, qui se combine avec le flux primaire B_1 pour donner le flux total $B_2 = B_1 + IL$. L'équation de l'induction est

$$-\frac{dB_1}{dt} = IB + L\frac{dI}{dt};$$

donc

$$-\frac{dB_2}{dt} = IB.$$

On a un effet de *self-induction magnétique* dans l'expérience suivante : un morceau de fer, attiré fortement au contact de l'extrémité du noyau, s'en détache quand on déplace un épais disque de cuivre le long du noyau; on observe en même temps une augmentation de l'intensité du courant magnétisant, comme cela doit être, de sorte que la diminution de l'attraction du fer est due à la diminution de l'induction magnétique sous l'influence de la self-induction magnétique.

On détruirait l'induction dans le noyau en l'entourant d'un manchon de cuivre.

RELATION ENTRE LES CONDUCTIBILITÉS ÉLECTRIQUES ET THERMIQUES DES ALLIAGES;

PAR MM. EDM. VAN AUBEL ET R. PAILLOT.

Depuis que G. Wiedemann et Franz ont établi que les conductibilités des métaux, pour la chaleur et l'électricité, sont sensiblement proportionnelles, plusieurs physiciens ont cherché à vérifier cette loi. Leurs recherches ont surtout porté sur les métaux purs.

Dans un Mémoire capital, L. Lorenz [1] a mesuré, pour plusieurs métaux, ces deux constantes physiques avec la plus grande exactitude. Il a trouvé que la loi de G. Wiedemann et Franz se vérifiait à peu près à 0° et à 100° pour les métaux bons conducteurs, et qu'il n'en était pas de même pour les métaux qui conduisent moins l'électricité, tels que le maillechort, l'antimoine et le bismuth. Toutefois, les écarts ne sont pas très considérables.

G. Wiedemann [2], dans son remarquable *Traité d'électricité*, en rendant compte des recherches de L. Lorenz, fait remarquer que l'antimoine et le bismuth, pour lesquels le désaccord est le plus grand, présentent une structure feuilletée.

D'autre part, d'après le Mémoire de Lorenz, la conductibilité calorifique augmente ou diminue suivant les métaux, entre 0° et 100°, ou même ne varie pas, comme pour le magnésium.

A. Berget [3] a étudié les variations du coefficient de conductibilité thermique du mercure avec la température entre 0° et 300°; il a trouvé que, pour 1°, ce coefficient moyen de variation est — 0,00046, nombre différent du coefficient de variation de la conductibilité électrique qui est, pour 1°, — 0,00085.

Les recherches de L. Lorenz nous ont engagés à étudier les conductibilités calorifiques des alliages dont la résistance électrique est très grande, tels que le bronze d'aluminium, le constantan et le ferro-nickel.

Nous avons mesuré les conductibilités calorifiques par la mé-

---

(1) *Annalen der Physik*, t. 13, p. 422 et 582; 1881.

(2) G. WIEDEMANN, *Die Lehre von der Elektricität*, 2e édition, t. I, p. 523; 1893.

(3) A. BERGET, *Journal de Physique*, 2e série, t. IX, p. 138; 1890.

thode dite *de Despretz* dont G. Wiedemann et Franz se sont servis, et qui a été employée également, plus récemment, par F. Kohlrausch ([1]) dans son intéressant travail sur la conductibilité calorifique de l'acier doux et trempé.

Les barreaux avaient une longueur de $0^m,40$ et un diamètre de $0^m,009$; ils étaient nickelés et soigneusement polis.

Nous aurions voulu comparer les divers alliages au cuivre électrolytique, mais les valeurs de la conductibilité calorifique de ce métal, obtenues par les divers physiciens, diffèrent beaucoup entre elles. Ainsi Berget trouve 104,05 et L. Lorenz 71,98 pour la conductibilité calorifique absolue du cuivre.

Nous avons donc préféré comparer les alliages au cadmium qui peut être obtenu plus facilement pur et dont la conductibilité calorifique a été déterminée avec grande exactitude par L. Lorenz.

Une extrémité des barreaux à étudier était fixée au couvercle d'une boîte cylindrique en laiton, de manière à affleurer le mieux possible la surface interne de ce couvercle, qui s'adaptait par une fermeture à baïonnette sur la boîte en laiton.

Deux tubes en laiton qui se terminaient à quelques millimètres des extrémités de ces barreaux amenaient dans la boîte en laiton deux courants de vapeur d'eau, qui s'échappait ensuite par deux autres tubes en laiton pour être immédiatement condensée. Des écrans convenablement placés empêchaient le rayonnement.

Les températures aux divers points des barreaux ont été mesurées au moyen d'un élément thermoélectrique formé de fils de fer et de constantan ayant $0^{mm},3$ de diamètre. Des petits trous de $0^{mm},4$ de diamètre et $1^{mm},5$ de profondeur étaient forés dans les barreaux; ils étaient distants de 4^{cm} l'un de l'autre et sur chaque barreau il y en avait huit. Dans chaque trou on avait introduit une goutte d'huile, et l'on y enfonçait successivement l'une des soudures du couple thermoélectrique, tandis que l'autre soudure plongeait dans un tube à essai contenant de l'huile à la température ambiante.

Pour introduire la soudure du couple thermoélectrique dans les petits trous des barreaux, on avait attaché les deux fils du couple thermoélectrique à un petit morceau de bois d'allumette

---

([1]) F. Kohlrausch, *Annalen der Physik*, t. XXXIII, p. 678; 1888.

taillé en pointe : il était facile ainsi de transporter la soudure d'un trou dans l'autre sans toucher les fils avec les doigts. Les extrémités du couple étaient soudées à de fortes tiges de cuivre amalgamées qui plongeaient dans le mercure des interrupteurs. Ceux-ci étaient formés de tubes de verre enfoncés dans un bloc de paraffine; ils étaient placés dans des vases contenant de l'eau. On évitait ainsi les forces électromotrices parasites et les variations dans la résistance électrique du circuit qui auraient pu se produire en enfonçant de quantités variables les deux extrémités du couple thermoélectrique.

Les deux extrémités du couple thermoélectrique étaient réunies aux deux bornes d'un galvanomètre de Wiedemann à miroir et amortisseur en cuivre, construit par Hartmann et Braun.

Nos recherches antérieures sur le couple fer-constantan ([1]) nous ont montré que l'on pouvait, sans grande erreur, admettre dans le cas actuel la proportionnalité entre les déviations du galvanomètre et la différence des températures des deux soudures. Il nous a semblé qu'il valait mieux mesurer les températures aux divers points des barreaux par un seul couple thermoélectrique mobile que d'employer plusieurs éléments thermoélectriques fixés à demeure.

Lorsque l'état stationnaire des températures était établi dans le barreau, on introduisait l'une des soudures du couple fer-constantan dans chacun des huit trous du barreau, et lorsque cette soudure avait pris la température du trou, c'est-à-dire lorsque la déviation du galvanomètre était invariable, on notait cette déviation.

Appelons $d_1, d_2, d_3, d_4, \ldots, d_8$ les déviations pour les trous 1, 2, 3, 4, ..., 8 d'un des barreaux, les rapports $\frac{d_1+d_5}{d_3}$, $\frac{d_2+d_6}{d_4}$, $\frac{d_3+d_7}{d_5}$, $\frac{d_4+d_8}{d_6}$ doivent être égaux entre eux, ainsi que les rapports $\frac{d_1+d_7}{d_4}$ et $\frac{d_2+d_8}{d_5}$.

Si l'on désigne par $2n$ la quantité $\frac{d_1+d_5}{d_3}$ ou la quantité $\frac{d_1+d_7}{d_4}$, pour un métal, $2n'$ la quantité correspondante pour l'autre métal, le rapport des conductibilités calorifiques K et K' est

([1]) *Archives des Sciences physiques et naturelles*, Genève; février 1895.

donné par

$$\frac{K}{K'} = \frac{\log^2(n' + \sqrt{n'^2 - 1})}{\log^2(n + \sqrt{n^2 - 1})}.$$

Après avoir mesuré les quantités d_1, d_2, ..., d_8 pour un barreau, on faisait les mêmes mesures pour l'autre barreau, puis on revenait au 1er et ainsi de suite, de manière à obtenir six séries de huit mesures de la déviation du galvanomètre.

Afin de nous assurer que la méthode dont nous nous sommes servis donnait des résultats satisfaisants, nous avons mesuré le rapport des conductibilités calorifiques du cadmium et de l'étain qui peuvent être obtenus facilement purs et qui ont été étudiés par L. Lorenz.

Les barreaux de cadmium et d'étain nous ont été fournis par M. le Dr H. König, fabricant de produits chimiques à Leipzig. Le barreau de bronze d'aluminium provenait de la maison Basse et Selve, à Altena (Westphalie); le ferro-nickel de la Société *le Ferro-nickel,* à Paris.

Voici, à titre d'exemple, les Tableaux des déviations du galvanomètre et des résultats que l'on en déduit, pour l'étain et le cadmium.

Étain.

Déviations du galvanomètre.

Trous.	1re série d'expériences.	3e série d'expériences.	5e série d'expériences.
1....	$d_1 = 640,2$	650	648
2....	$d_2 = 454$	458	456,5
3....	$d_3 = 325$	327	326,5
4....	$d_4 = 236,5$	236,5	232,5
5....	$d_5 = 173$	175,5	173
6....	$d_6 = 133,5$	132	132
7....	$d_7 = 140,2$	105,2	104
8....	$d_8 = 87,2$	88	86

Cadmium.

Déviations du galvanomètre.

Trous.	2e série d'expériences.	4e série d'expériences.	6e série d'expériences.
1....	$d_1 = 701,5$	692,5	687,5
2....	$d_2 = 548$	539	533
3....	$d_3 = 407$	400	399
4...	$d_4 = 311,7$	300,5	297
5....	$d_5 = 246,2$	234,5	231
6....	$d_6 = 195,5$	187	181,5
7....	$d_7 = 161$	151	144
8....	$d_8 = 138$	131	118,5

A l'aide de ces résultats, on obtient les valeurs suivantes de $2n$ et $2n'$.

Étain.

	1re série d'expériences.	3e série d'expériences.	5e série d'expériences.
$\frac{d_1+d_5}{d_3}$...	2,502	2,524	2,586
$\frac{d_2+d_6}{d_4}$...	2,484	2,494	2,531
$\frac{d_3+d_7}{d_5}$...	2,480	2,462	2,488
$\frac{d_4+d_8}{d_6}$...	2,424	2,458	2,412
Moyennes.	$2n =$ 2,472	2,484	2,486

Cadmium.

	2e série d'expériences.	4e série d'expériences.	6e série d'expériences.
$\frac{d_1+d_5}{d_3}$...	2,328	2,317	2,302
$\frac{d_2+d_6}{d_4}$...	2,388	2,415	2,405
$\frac{d_3+d_7}{d_5}$...	2,307	2,349	2,350
$\frac{d_4+d_8}{d_6}$...	2,300	2,307	2,288
Moyennes..	$2n' =$ 2,330	2,344	2,336

On trouve ainsi pour le rapport des conductibilités calorifiques de l'étain au cadmium : 0,7063, 0,7188, 0,6989 dont la moyenne est 0,7080.

Étain.

	1re série d'expériences.	3e série d'expériences.	5e série d'expériences.
$\frac{d_1+d_7}{d_4}$...	3,147	3,193	3,234
$\frac{d_2+d_8}{d_5}$...	3,128	3,111	3,135
Moyennes..	$2n =$ 3,137	3,152	3,184

Cadmium.

	2e série d'expériences.	4e série d'expériences.	6e série d'expériences.
$\frac{d_1+d_7}{d_4}$...	2,767	2,806	2,799
$\frac{d_2+d_8}{d_5}$...	2,786	2,857	2,820
Moyennes..	$2n' =$ 2,776	2,831	2,809

On obtient donc pour le rapport des conductibilités calorifiques de l'étain au cadmium, lorsqu'on passe chaque fois deux trous des barreaux : 0,7026, 0,7382 et 0,7019 dont la moyenne est 0,7142.

La moyenne générale des deux valeurs trouvées 0,7080 et 0,7142 est 0,7111.

L. Lorenz a trouvé pour le rapport des conductibilités calorifiques de l'étain au cadmium 0,6945 à 0°.

En opérant de la même manière avec les alliages, nous avons trouvé pour les rapports des conductibilités calorifiques :

$$\frac{\text{bronze d'aluminium}}{\text{cadmium}} = 0,807,$$
$$\frac{\text{constantan}}{\text{cadmium}} = 0,2997,$$
$$\frac{\text{ferro-nickel}}{\text{cadmium}} = 0,193,$$

Les conductibilités électriques ont été déterminées à 0° et 15° par la méthode du pont double de Lord Kelvin, au moyen de l'appareil très soigneusement construit par la maison Siemens et Halske.

Les barreaux étaient serrés entre deux paires de couteaux en acier, fixés à une planchette en chêne et dont on déterminait exactement la distance à 0° et 15° au moyen d'un comparateur pour les mesures à traits de la Société genevoise pour la construction d'instruments de physique. Les diamètres des barreaux étaient déterminés au moyen du compas Palmer.

A 0°, les barreaux étaient entourés de glace fondante; à 15° ils plongeaient dans une grande cuve remplie d'eau.

On a obtenu ainsi les valeurs suivantes c_0 et c_{15} des conductibilités électriques à 0° et 15° rapportées au mercure à 0° pris pour unité. La colonne C_0 contient les valeurs trouvées à 0° par d'autres expérimentateurs, d'après le *Formulaire de l'électricien,* pour 1895, de M. Hospitalier et les *Tables physico-chimiques* de Landolt et Börnstein, 2e édition; 1894.

	c_0.	c_{15}.	C_0.
Cadmium..........	13,160	12,397	13,46 (Lorenz) 13,96 (Benoit)
Étain..............	8,552	7,989	8,726 (Lorenz) 8,237 (Benoit)
Bronze d'aluminium.	7,938	7,810	8,046
Constantan........	1,836	1,834	1,981
Ferro-nickel.......	1,099	1,064	1,265

Le Tableau suivant résume nos résultats :

	Conductibilités électriques rapportées au cadmium pris pour unité.		Conductibilités calorifiques rapportées au cadmium pris pour unité.
	A 0°.	A 15°.	
Cadmium...........	1	1	1
Étain...............	0,650	0,644	0,711
Bronze d'aluminium.	0,603	0,630	0,807
Constantan.........	0,139	0,148	0,300
Ferro-nickel........	0,082	0,086	0,193

La loi de G. Wiedemann et Franz ne se vérifie donc en aucune façon pour les alliages à grande résistance électrique. Cette loi n'est probablement exacte que pour les métaux purs et bons conducteurs.

L'un d'entre nous se propose de reprendre cette étude en employant une autre méthode pour la détermination des conductibilités calorifiques ([1]).

OFFER. — Sur les cryohydrates de Güthrie.
[Mémoire présenté à l'Académie des Sciences de Vienne (1880)].

M. Offer indique les expériences qu'il a faites pour décider entre l'opinion de Güthrie et celle de Pfaundler sur la constitution des cryohydrates.

1° Ses essais microscopiques ne lui donnèrent, comme il le supposait d'ailleurs, aucun renseignement à ce sujet.

2° Il fit des mesures calorimétriques : il introduisit dans l'eau d'un calorimètre un poids déterminé de cryosel; après dissolution complète, il lut l'abaissement de température; en introduisant dans les mêmes conditions le sel et la glace, constituants du cryo-

(1) Institut de Physique de la Faculté des Sciences de Lille.

sel, il observa sensiblement le même abaissement de température.

3° Il compara le volume d'un poids donné de cryosel à celui de ses constituants séparés; il trouva des différences qu'il attribua à des erreurs méthodiques.

4° Il forma un mélange de sulfure de carbone et de pétrole de même densité que celle d'un cryosel; il mesura la densité de ce mélange à l'aide d'un aréomètre; pour $KAzO^3$, $KClO^3$, AzH^4Cl, il trouva une grande concordance avec la densité calculée d'un mélange de glace et de sel. Pour NaCl, il trouva une densité plus grande qu'il expliqua en admettant que, dans son cryosel, NaCl est à l'état d'hydrate. L'essai calorimétrique sur ce corps ne l'avait pas conduit à la même supposition.

Il conclut que, si ses expériences ne donnent pas une preuve positive et certaine de la constitution des cryohydrates, elles donnent du moins un grand degré de vraisemblance aux idées théoriques de Pfaundler.

J'ignorais ce travail, quand j'ai publié le mien sur le même sujet (1). Ce sont les observations microscopiques qui m'ont permis d'être plus affirmatif. A. PONSOT.

L. ARONS. — Ueber Dielectricitätsconstanten fester und optische Brechungsexponenten geschmolzener Salze (Sur les constantes diélectriques des sels solides et les indices de réfraction des sels fondus); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 95; 1894.

1. M. Arons reprend la mesure de la constante diélectrique de l'azotate de potasse, de l'azotate de soude et de leur mélange à équivalents égaux. J'ai donné en 1892 (2), pour la constante diélectrique de ce dernier mélange, pris à l'état solide, la valeur 4, en ajoutant que ce nombre paraît également convenir pour l'azotate de potasse et pour l'azotate de soude purs.

M. Arons trouve que la constante diélectrique de l'azotate de potasse solide décroît avec le temps de 5,73 à 2,56 et il attribue ce changement à la transformation de l'azotate de potasse rhomboédrique, stable à haute température, en azotate rhombique stable

(1) *Voir* p. 67 de ce Volume.

(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XXVII, p. 62. Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 457.

à la température ordinaire. Pour l'azotate de soude, il trouve des valeurs qui décroissent seulement de 6,21 à 5,18; enfin, pour le mélange des deux azotates, des valeurs de 7,48 à 5,53.

2. Les deux Tableaux suivants résument la partie optique du Mémoire :

Substances.	Point de fusion.	n sel fondu.	n_0 sel solide.	Densité du sel. fondu.	Densité du sel. solide.
$KAzO^3$.....	327–353	1,404	1,4489	1,86	2,06–2,11
$NaAzO^3$....	298–330	1,455	1,4617	1,89	2,20–2,27
$LiAzO^3$...	264–267	1,498	»	»	2,33–2,44
$AgAzO^3$....	212–224	1,691	»	»	4,24–4,36
$TlAzO^3$....	205	1,746	»	»	5,55–5,85
$KClO^3$.....	359–372	1,397	»	1,97	2,32–2,35
$NaClO^3$....	302	1,439	1,515	2,08	2,29
S.........	113	1,962	2,080	1,811	2,07
Paraffine...	54	1,499	1,53 / 1,48	0,776	0,78
Colophane..	»	1,53	1,545	»	»

Valeurs de la constante

$$A = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\frac{1}{d}.$$

	$KAzO^3$.	$NaAzO^3$.	$KClO^3$.
A calculé pour le cristal.......	0,129	0,123	0,132
» la dissolution...	0,130	0,132	0,125
» le sel fondu....	0,131	0,144	0,126

Les indices des sels fondus ont été déterminés par une variante de la méthode dite *du duc de Chaulnes*. E. Bouty.

L. ZEHNDER. — Ueber Natriumstickstoff (Sur l'azoture de sodium); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 56; 1894.

Sous l'influence de la décharge lumineuse dans des tubes de Geissler à azote, dans lesquels on chauffe du sodium, il peut se produire un azoture de sodium ($AzNa^3$?).

La condition qui paraît nécessaire, c'est que la vapeur de sodium atteigne la cathode; mais c'est sur le verre, au voisinage de l'anode, que l'azoture se dépose sous la forme d'une poudre rouge.

E. Bouty.

P. STEINER. — Ueber die Absorption der Wasserstoffs, etc. (Sur la solubilité de l'hydrogène dans l'eau et dans les dissolutions salines); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 275; 1894.

L'auteur a mesuré la solubilité de l'hydrogène dans l'eau pure et dans des dissolutions des sels suivants : KCl, $KAzO^3$, K^2CO^3, NaCl, $NaAzO^3$, Na^2CO^3, Na^2SO^4, LiCl, $MgSO^4$, $ZnSO^4$, $CaCl^2$, $AlCl^3$, sucre de canne.

La présence d'un sel abaisse la solubilité du gaz. De la comparaison de ses expériences avec des expériences analogues réalisées sur l'acide carbonique par M. Setschenow (¹), l'auteur conclut qu'il y a une proportionnalité grossière, pour les deux gaz, entre les valeurs $\frac{\beta}{\beta_0}$ du rapport de la solubilité β déprimée par un même sel et de la solubilité β_0 dans l'eau pure. Aucune autre loi ne se dégage des expériences. E. Bouty.

A. KLEINER. — Zur Lehre vom Sitz der Electricität in Condensatoren (Sur le siège de l'électrisation dans les condensateurs); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 728; 1894.

L'auteur répète l'expérience de la bouteille de Leyde à armatures mobiles avec des lames de mica armées d'étain sur leur face supérieure et reposant sur du mercure. Dans deux expériences consécutives, il leur communique la même charge et mesure, au bout d'un même temps à travers un galvanomètre, la quantité d'électricité fournie par la décharge suivant que les armatures sont restées en contact avec le mica, ou en ont été séparées et mises individuellement en contact avec le sol, puis remises en place. Sans avoir donné de résultats bien précis, ces expériences tendent à prouver que les armatures séparées n'emportent avec elles que la quantité d'électricité déterminée par leur potentiel et par leur capacité électrique propre.

Si l'on clive un condensateur en mica et qu'on arme les faces mises à nu par le clivage, la charge de chacun des condensateurs

---

(¹) *Ann. der Ch. und Ph.*, t. XXV, p. 236 et 252.

formés est égale à celle du condensateur initial, ainsi qu'on devait le prévoir. E. Bouty.

B.-W. STANKEWITSCH. — **Experimentelle Beiträge zur Kenntniss der dielectrischen Polarisation von Flüssigkeiten (Contributions expérimentales à la connaissance de la polarisation diélectrique des liquides)**; *Wied. Ann.*, t. LII, p. 700; 1894.

La méthode est fondée sur l'emploi des courants alternatifs avec l'électromètre de M. Mascart, l'aiguille et l'un des couples de quadrants étant reliés entre eux (*Doppelschaltung*).

Trois plateaux de cuivre superposés, séparés par de petites cales isolantes, constituent deux condensateurs égaux quand les plateaux sont séparés par de l'air, et le dispositif employé par l'auteur permet de comparer leurs capacités quand l'air est remplacé dans l'un des condensateurs ou dans les deux par des diélectriques liquides.

De bons isolateurs, comme la benzine ou l'huile d'olive, fournissent des résultats presque indépendants de la période des courants alternatifs. Il n'en est pas de même pour des isolateurs médiocres, comme les huiles éthérées; avec des périodes de $\frac{1}{24}$ à $\frac{1}{7600}$ de seconde, la constante diélectrique apparente de l'huile de fenouil rectifiée a varié de 17,7 à 4,35. L'auteur pense que ses expériences suffisent à déterminer la limite vers laquelle tendent ces constantes diélectriques apparentes, c'est-à-dire la constante diélectrique vraie. E. Bouty.

W.-C. RONTGEN. — **Ueber den Einfluss der Druckes über die Dielectricitätsconstante der Wassers und des Aethylalkohols (Influence de la pression sur les constantes diélectriques de l'eau et de l'alcool)**; *Wied. Ann.*, t. LII, p. 593; 1894.

La formule de Lorentz

$$\frac{K-1}{K+2}\,\frac{1}{d} = \text{const.}$$

ne s'applique pas aux variations de la constante diélectrique résultant de la compression ou de l'échauffement. La constante diélec-

trique de l'eau ou de l'alcool ne paraît pas modifiée par une pression de 500 atmosphères, tandis qu'elle varie notablement par l'élévation de la température. E. BOUTY.

C. DÉGUISNE. — Ueber die Frage nach einer Anomalie, etc. (La conductibilité électrique des dissolutions salines présente-t-elle une anomalie à 4°); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 604; 1894.

Contrairement à un résultat annoncé par M. Lussana ([1]), l'auteur ne constate aucune anomalie dans la conductibilité des dissolutions salines au voisinage de 4°. E. BOUTY.

W. HALLWACHS. — Ueber Litchbrechung und Dichte verdünnster Lösungen (Sur la réfraction et la densité des dissolutions étendues); *Wied. Ann.*, t. LIII, p. 1; 1894.

Si l'on calcule la réfraction moléculaire d'un sel dissous en solutions très étendues, par la formule des mélanges, on trouve un nombre qui ne varie pas avec la dilution.

Les variations de constitution moléculaire (dissociation) invoquées pour expliquer les variations de la conductibilité électrique sont reflétées par des variations correspondantes de la densité ([2]), mais n'exercent aucune influence appréciable sur la réfraction moléculaire. E. BOUTY.

U. BEHN. — Ueber streifenförmige Anordnung galvanischer Niederschläge (Sur la production de dépôts galvaniques striés); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 105; 1894.

On obtient des dépôts galvaniques striés avec des dissolutions concentrées de nitrate d'argent ou de sulfate de cuivre et de faibles densités de courant. La production de ces dépôts est facilitée par l'élévation de la température.

([1]) LUSSANA, *Atti del R. Ist. Ven.*; 1892-1893.

([2]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 136, un Mémoire sur ce sujet de MM. Kohlrausch et Hallwachs.

L'origine des dépôts striés paraît être dans les courants de liquide qui se produisent au sein de l'électrolyte sous l'influence des changements de concentration résultant de l'électrolyse.

E. Bouty.

O. LEHMANN. — Eine neue Erscheinung beim Durchgang der Electricität durch schlechtleitende Flüssigkeiten (Nouveau phénomène par le passage de l'électricité à travers des liquides mauvais conducteurs); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 455; 1894.

Si l'on établit une différence de potentiel de 70 volts entre deux électrodes plongées dans une dissolution aqueuse de rouge du Congo, il se forme une auréole autour de chacune des électrodes, bleue autour de l'anode, un peu plus pâle que le reste du liquide autour de la cathode. Ces auréoles s'étendent progressivement et finissent par se rencontrer au milieu du liquide. Alors, dans la zone commune, se produit un précipité, bleu sombre du côté de l'anode, tandis que du côté opposé la liqueur se décolore complètement.

On observe plus commodément le phénomène si l'on a soin d'épaissir la liqueur avec de la gélatine. On peut remplacer le rouge du Congo par le bleu marine, la safranine, la chrysoïdine, la tropéoline, le rouge de Bordeaux, l'éosine, le vert de malachite : les couleurs des deux zones changent, bien entendu, avec la matière colorante employée. On peut encore dissoudre le rouge du Congo dans la glycérine, le bleu de méthyle dans l'alcool propylique ou l'aniline, le bleu de phényle dans la chinoline. Enfin on peut remplacer les matières colorantes par des particules solides finement divisées (encre de Chine liquide, fortement étendue d'eau et épaissie avec du sucre ou de la glycérine). Mais dans le dernier cas les phénomènes se compliquent du mouvement connu des particules vers l'un des pôles.

On trouvera ci-dessous, dans un Mémoire de MM. Kohlrausch et Heydweiller, une interprétation très plausible des phénomènes décrits par M. Lehmann.

E. Bouty.

F. KOHLRAUSCH et A. HEYDWEILLER. — Ueber Widerstandsänderung von Lösungen, etc. (Sur la variation de résistance produite dans les dissolutions par un courant constant); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 385; 1895.

Quand on fait passer un courant constant à travers une dissolution très étendue, la résistance diminue d'abord, puis augmente dans un rapport souvent très considérable. Avec l'*eau pure* de MM. Kohlrausch et Heydweiller [1] on observe aussi une diminution suivie d'une augmentation.

Supposons d'abord qu'il s'agit d'un sel alcalin. Par le passage du courant il se produit un acide libre à la cathode, une base libre à l'anode et l'on sait que l'acide ou la base conduisent deux à trois fois mieux que le sel. Il n'y a donc pas de difficulté à expliquer la diminution de résistance initiale.

Pour expliquer l'augmentation de résistance qui se produit ensuite, les auteurs remarquent que, si, à l'aide d'une matière colorante, on rend l'acide et la base visibles, on voit celles-ci former autour des électrodes des auréoles comme dans les expériences de M. Lehmann que nous venons de décrire [2]. Ces auréoles s'étendent avec rapidité et bientôt se rencontrent. Notons maintenant que dans un mélange de sel et d'acide, de sel et de base, l'acide et la base prennent une part active au transport de l'électricité. Les ions H et OH fournis respectivement par l'acide et par la base doivent se rejoindre à la rencontre des auréoles et former de l'eau qui conduit fort mal. Il se forme donc, vers le milieu de la distance des électrodes, une couche très résistante dont la production explique l'accroissement de résistance.

MM. Kohlrausch et Heydweiller pourraient invoquer, dans le cas de l'*eau pure,* la présence bien probable de traces de sels. Ils préfèrent admettre que la diminution de résistance tient à la production d'eau oxygénée, ou de produits analogues, que le courant crée d'abord et finit par détruire. E. Bouty.

---

(1) *Voir* p. 239 de ce Volume.
(2) *Voir* ci-dessus, p. 534.

E. WARBURG. — Ueber electrische Leitung und Convection, etc. (Sur la conductibilité électrique et la convection dans des dissolutions étendues mauvaises conductrices); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 396; 1895.

Les liquides faiblement conducteurs comme le xylol, la benzine, l'essence de térébenthine, les huiles grasses présentent, quand on les soumet à l'action du courant, des particularités remarquables : leur conductibilité se modifie par le passage du courant; ils semblent parfois ne pas obéir à la loi de Ohm; enfin ils présentent à un haut degré le phénomène de la convection électrique.

M. Warburg pense que toutes les obscurités doivent se dissiper si l'on attribue la conductibilité de ces substances à de très faibles quantités d'électrolytes qu'elles tiennent en dissolution, et il réalise de nombreuses expériences qui rendent cette opinion très vraisemblable.

En ce qui concerne plus particulièrement la convection, M. Warburg démontre d'abord que si deux liquides A et B de conductibilité différente sont en contact et que le courant soit dirigé du liquide le plus conducteur A vers le moins conducteur B, il doit s'accumuler de l'électricité positive sur AB pendant la période variable; cette charge de AB est sollicitée par les forces électriques à se déplacer dans le sens AB, c'est-à-dire de la région où la conductibilité est la plus forte vers celle où la conductibilité est la plus faible. M. Warburg généralise aisément cette notion pour un liquide de conductibilité continûment variable. Il en conclut qu'un mouvement électrique de convection doit toujours se produire dans la direction suivant laquelle la conductibilité diminue.

On a vu par le Mémoire de MM. Kohlrausch et Heydweiller (¹) par quel mécanisme le courant modifie la conductibilité des dissolutions très étendues. La convection électrique serait la conséquence de l'hétérogénéité produite par le passage du courant, et l'apparence des phénomènes observés se modifierait avec la constitution du liquide. E. BOUTY.

(¹) *Voir* ci-dessus, p. 535.

F. MYLIUS et O. FROMM. — Ueber die Bildung schwimmender Metallblätter durch Electrolyse (Sur la formation de feuilles métalliques flottantes par électrolyse); *Wied. Ann.*, t. II, p. 793; 1894.

Au fond d'un vase plat, on dispose une anode de zinc de 5^{cq} par exemple; on verse au-dessus une couche de 2^{cm} d'épaisseur d'une dissolution de sulfate de zinc à 50 pour 100, et l'on prend pour cathode un fil de platine de $0^{mm},2$ de diamètre qui touche seulement la surface, mais de façon que le liquide s'élève autour du fil par capillarité. A partir du fil, on voit se former une feuille mince de zinc brillante en dessus, dépolie en dessous, qui s'accroît rapidement par la périphérie.

On observe des phénomènes analogues avec tous les métaux oxydables, zinc, fer, cobalt, cadmium, cuivre, étain, antimoine. Le succès de l'expérience semble exiger :

1° La présence d'une impureté non miscible à l'eau, telle qu'une trace de corps gras;

2° L'existence d'une action chimique exercée par de l'oxygène, du soufre ou quelqu'un des corps halogènes. Ainsi, l'expérience qui, dans le cas du zinc, réussit bien avec une dissolution non filtrée de sulfate de zinc, ne réussit plus si l'on filtre la dissolution à travers un entonnoir effilé (comme on filtre du mercure); elle réussit de nouveau si l'on souille la surface de la dissolution par une trace d'essence de térébenthine; mais elle ne réussira pas si le sulfate de zinc et l'essence sont parfaitement privés d'air.

Les oxydes et les sulfures conducteurs peuvent aussi donner des lamelles flottantes : par exemple, les oxydes inférieurs d'argent et de cadmium, le peroxyde de plomb, le sulfure de cuivre.

Toutes ces lamelles sont soumises aux actions capillaires; elles présentent sous l'influence du courant une tension qui cesse avec le courant et qui semble être une fonction de la différence de potentiel.

Les auteurs ne fournissent aucune interprétation théorique des faits qu'ils ont observés. E. Bouty.

K. KAHLE. — Vergleichende Untersuchungen über die electromotorische Kraft der Clark'schen Normalelemente (Comparaison de la force électromotrice des éléments normaux de Clark); *Wied. Ann.*, t. LI, p. 174; 1894.

Vorschriften zur Herstellung von Clark'schen Normalelemente (Prescriptions pour la construction d'éléments normaux de Clark); *Ibid.*, p. 203.

M. Kahle, de l'Institut physico-technique de Berlin, étudie comparativement, au point de vue de leur force électromotrice, les divers types en usage d'éléments normaux de Clark. Il donne la préférence à l'élément en forme de H proposé par Lord Rayleigh. La force électromotrice d'un tel élément préparé avec des substances pures ne s'écarte pas de sa valeur normale de $0^{volt},0001$, et n'éprouve pas en un ou deux ans de variation d'ordre plus considérable. Le coefficient de température de cet élément entre 10° et 30° a pour valeur $-0,000814-0,000007(t-15)$.

Il résulte de l'ensemble des mesures de M. Kahle que l'élément Clark est susceptible de posséder toutes les qualités d'un véritable étalon. Par définition, *cet élément a pour électrode positive du mercure, pour électrode négative du zinc amalgamé; les électrolytes qu'il contient sont des dissolutions concentrées de sulfate de zinc et de sulfate mercureux. Sa force électromotrice à 15° est de* $1^{volt},438$ *et elle diminue en moyenne de* $0^{volt},0012$ *par degré de 10° à 25°.*

Nous ne pouvons que renvoyer le lecteur au Mémoire original pour le détail des *prescriptions* de M. Kahle pour la construction de ses éléments normaux. E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. V; août 1895.

C. Camichel. — *Étude expérimentale sur l'absorption de la lumière par les cristaux*, p. 433.

H. Moissan et H. Gautier. — *Nouvelle méthode pour la détermination de la densité des gaz*, p. 568.

T. VI; septembre 1895.

MALLARD et LE CHATELIER. — *Sur la variation qu'éprouvent avec la température les biréfringences du quartz, de la baryte et du disthène*, p. 90.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série, t. XL; août 1895.

J.-Y. BUCHANAN. — *Sur l'usage du globe dans l'étude de la Cristallographie*, p. 153.

Dr KUENEN. — *Sur la condensation et les phénomènes critiques de mélanges d'éthane et d'oxyde nitreux*, p. 173.

W.-G. RHODES. — *Théorie du moteur synchrone*, p. 195.

F.-W. BOWDEN. — *Un effet électromagnétique*, p. 200.

K. OLZEWSKI. — *Détermination du point critique et de la température d'ébullition de l'hydrogène*, p. 202.

J. TROWBRIDGE. — *Vitesse des ondes électriques*, p. 211.

Septembre 1895.

SH. BIDWELL. — *Propriétés électriques du sélénium*, p. 233.

A.-W. PORTER et D.-K. MORRIS. — *Mesure de courants variables dans des circuits non dénués d'induction*, p. 256.

LIVEING et DEWAR. — *Réfraction et dispersion de l'oxygène liquide; spectre d'absorption de l'air liquide*, p. 268.

L. NATANSON. — *Sur la température critique de l'hydrogène et la théorie de l'expansion adiabatique au voisinage du point critique*, p. 272.

H.-F.-W. BURSTALL. — *Mesure d'une température à variations cycliques*, p. 282.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — *Sur les constituants du gaz de la clévéite*, p. 297.

J. DEWAR et J.-A. FLEMING. — *Variation de la résistance électrique du bismuth refroidi à la température de l'air solide*, p. 303.

Wiedemann's Annalen.

T. LV, n° 7; 1895.

E. ASCHKINASS. — *Sur le spectre d'absorption de l'eau liquide et sur la transparence des milieux de l'œil pour les rayons rouges et infra-rouges*, p. 402.

P. GLAN. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques*, p. 432.

CH. FRIEDEL. — *Sur l'absorption de la chaleur rayonnante par les liquides*, p. 453.

J.-M. Eder et A. Valenta. — *Les divers spectres du mercure*, p. 478.

F. Kolacek. — *Sur le caractère axial des lignes de force magnétiques, conséquence de l'existence du phénomène de Hall*, p. 503.

E. Pringsheim. — *Sur la conduction de l'électricité par les gaz chauds*, p. 507.

J. Ritter von Geitler. — *Oscillations électriques dans des oscillateurs de Hertz compliqués*, p. 513.

E. Ketteler. — *Déduction des équations de la théorie électromagnétique de la lumière en partant des faits d'expérience de l'Optique cristalline*, p. 525.

E. Ketteler. — *Lois du mouvement lumineux dans les cristaux absorbants*, p. 540.

A. Raps. — *Pompe à air à expansion*, p. 556.

N° 8, 1895.

A. Heydweiller. — *Influence de la température sur le frottement intérieur de la benzine et de l'éther ethylique au-dessus de leurs points d'ébullition*, p. 561.

K. Wesendonck. — *Sur quelques observations de M. Villard relatives à l'état critique*, p. 577.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques*, p. 582.

V. Biernacki. — *Production objective simple de l'expérience des miroirs de Hertz*, p. 599.

F. Kolacek. — *Actions pondéromotrices d'un champ magnétique variable sur des circuits fermés; leur emploi pour la mesure des coefficients d'induction*, p. 604.

E. Vogel. — *Polarisation galvanique du nickel, du cobalt et du fer*, p. 610.

A. Oberbeck. — *Sur les oscillations électriques dans les expériences de Tesla*, p. 623.

P. Drude. — *Méthode facile pour la démonstration des indices de réfraction électrique des liquides*, p. 633.

G. Jaumann. — *Variabilité de la différence de potentiel qui produit l'étincelle*, p. 656.

J. Elster et H. Geitel. — *Recherches électro-optiques sur la lumière polarisée*, p. 684.

W. Voigt. — *Piezo- et pyro-électricité, influence diélectrique et électrostriction dans les cristaux dénués de centre de symétrie*, p. 701.

F. Neesen. — *Pompe pneumatique automatique à mercure*, p. 732.

A. Raps. — *Nouvel appareil de compensation*, p. 737.

G. Helm. — *Coup d'œil sur l'état actuel de l'Énergétique*, p. III à XVIII.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS.

BRUNHES (Bernard), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille. — **Cours élémentaire d'Électricité.** *Lois expérimentales et principes généraux, Introduction à l'Électrotechnique.* LEÇONS PROFESSÉES A L'INSTITUT INDUSTRIEL DU NORD DE LA FRANCE. In-8, avec 127 figures; 1895 .... 5 fr.

CASPARI, Ingénieur hydrographe de la Marine. — **Cours d'Astronomie pratique.** *Application à la Géographie et à la Navigation.* 2 beaux volumes grand in-8, se vendant séparément. (Ouvrage couronné par l'Académie des Sciences.)

Ire PARTIE : *Coordonnées vraies et apparentes. Théorie des instruments.* Avec figures; 1888 .... 9 fr.

IIe PARTIE : *Détermination des éléments graphiques. Applications pratiques.* Avec figures et une planche; 1889 .... 9 fr.

CHAPPUIS (J.), Agrégé, Docteur ès Sciences, Professeur de Physique générale à l'École Centrale, et **BERGET** (A.), Docteur ès Sciences, attaché au laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne. — **Leçons de Physique générale.** *Cours professé à l'École Centrale des Arts et Manufactures et complété suivant le programme de la Licence ès Sciences physiques.* 3 volumes grand in-8, se vendant séparément :

TOME I. — *Instruments de mesure. Chaleur.* Avec 175 fig.; 1891. 13 fr.

TOME II. — *Électricité et Magnétisme.* Avec 305 fig.; 1891 .... 13 fr.

TOME III. — *Acoustique. Optique. Électro-optique.* Avec 193 figures; 1892 .... 10 fr.

FAYE (H.), Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes. — **Sur l'origine du Monde.** *Études cosmogoniques des anciens et des modernes.* 3e édition. Un beau volume in-8, avec figures; 1896 .. 6 fr.

GRAY (John), Associé de l'École Royale des Mines, de l'Institut des Ingénieurs électriciens, etc. — **Les machines électriques à influence.** *Exposé complet de leur histoire et de leur théorie*, suivi d'*Instructions pratiques sur la manière de les construire.* Traduit de l'anglais et annoté par GEORGES PELLISSIER, Rédacteur à la *Lumière électrique.* In-8, avec 124 figures et 1 planche; 1892 .... 5 fr.

MASCART (E.), Membre de l'Institut, professeur au Collège de France, Directeur du Bureau Central météorologique. — **Traité d'Optique** 3 volumes grand in-8 avec Atlas, se vendant séparément :

TOME I : *Systèmes optiques. Interférences. Vibrations. Diffraction. Polarisation. Double réfraction.* Avec 199 fig. et 2 pl.; 1889... 20 fr.

TOME II et ATLAS : *Propriétés des cristaux. Polarisation rotatoire. Réflexion vitrée. Réflexion métallique. Réflexion cristalline. Polarisation chromatique.* Avec 113 figures et Atlas contenant 2 belles planches sur cuivre dont une en couleur (Propriétés des cristaux. Coloration des cristaux par les interférences); 1891 .... 24 fr.

TOME III : *Polarisation par diffraction. Propagation de la lumière. Photométrie. Réfractions astronomiques.* Avec 85 figures; 1894. 20 fr.

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1895.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : GAUTHIER-VILLARS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

TROISIÈME SÉRIE.

TOME IV. — DÉCEMBRE 1895.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-deux premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, se vendent séparément ...... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.................. 15 fr.
Autres pays.. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Baisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Baisse, rue Vauquelin, 18.

SUR L'ENTRAINEMENT DES ONDES LUMINEUSES PAR LA MATIÈRE EN MOUVEMENT;

PAR M. G. FOUSSEREAU.

J'ai proposé (¹) une démonstration de la formule de Fresnel relative à l'entraînement des ondes lumineuses par la matière pondérable. Cette démonstration, qui s'applique à une onde plane ou à une série d'ondes planes, de forme quelconque, a été donnée dans le cas où la direction du mouvement de translation de la matière coïncide avec celle de la propagation des ondes. Elle peut être étendue au cas où ces deux directions font entre elles un angle quelconque.

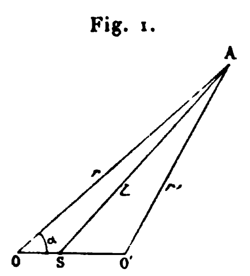
La vitesse de translation v peut alors être décomposée en une composante $v \cos\alpha$ normale à l'onde origine et une composante $v \sin\alpha$ parallèle au plan de cette onde. L'existence de cette dernière vitesse, qui correspond à un mouvement de translation rectiligne et uniforme perpendiculaire à la direction de propagation Ax, ne peut introduire aucune modification dans les termes de l'équation du mouvement de l'onde qui contiennent exclusivement des dérivées secondes du déplacement par rapport à x et au temps t. L'onde plane se propage donc en restant perpendiculaire à la direction Ax normale à l'onde origine, comme si la vitesse de translation se réduisait à la composante $v \cos\alpha$ parallèle à cette direction. Mais tous les points d'une onde plane ayant au même instant un mouvement identique, ce résultat ne nous fait pas connaître le chemin suivi par un ébranlement initial émané d'un point donné, c'est-à-dire la direction du rayon lumineux.

Pour la déterminer, considérons l'ébranlement qui a pour origine au temps zéro, sur l'onde initiale, un point O de l'éther libre et se propage suivant toutes les directions. Un point A, situé à une grande distance r de O, dans une direction quelconque faisant l'angle α avec celle du mouvement de translation, reçoit au temps t un déplacement s. D'après les propriétés connues des ondes de grand rayon, le mouvement du point A est déterminé en fonction

(¹) G. FOUSSEREAU, *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. I, p. 144; 1892.

de r et de t par les mêmes équations différentielles que s'il s'agissait d'une onde plane propagée de O en A. Soit O' la position qu'occupe au temps t le point de l'éther condensé qui coïncidait avec O à l'origine des temps. La distance OO', dirigée suivant la vitesse de translation, est égale à vt. Posons $O'A = r'$.

Fig. 1.



Nous regarderons comme négligeable par rapport à l'unité le carré du rapport $\frac{v}{V}$ qui, dans l'étude de l'aberration, est complètement inaccessible à l'expérience. A ce degré d'approximation, r' peut être regardé comme une fonction de r et de t déterminée par l'équation

$$r = r' + vt \cos\alpha. \tag{1}$$

Désignons par s le déplacement du point A; son mouvement est déterminé par l'équation différentielle

$$\rho \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \rho' \frac{\partial^2 s_1}{\partial t^2} = \mathrm{E} \frac{\partial^2 s}{\partial r^2}, \tag{2}$$

de même forme que l'équation établie dans le cas particulier déjà traité.

Pour exprimer le second terme à l'aide des mêmes variables t et r que les autres, remarquons que r peut être regardé comme une fonction de t et de r' définie par l'équation (1).

s_1 devient égal à s si cette équation est satisfaite. On peut donc écrire identiquement

$$\frac{\partial s_1}{\partial t} \equiv \frac{\partial s}{\partial t} + v \cos\alpha \frac{\partial s}{\partial r},$$

et, par suite,

$$\frac{\partial^2 s_1}{\partial t^2} \equiv \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + 2v \cos\alpha \frac{\partial^2 s}{\partial t\, \partial r} + v^2 \cos^2\alpha \frac{\partial^2 s}{\partial r^2}.$$

On a, en substituant cette valeur dans l'équation (2),

$$(3) \qquad (\rho + \rho')\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + 2v\rho'\cos\alpha\frac{\partial^2 s}{\partial t\,\partial r} - (E - v^2\rho'\cos^2\alpha)\frac{\partial^2 s}{\partial r^2} = 0.$$

Cette équation peut être satisfaite par des intégrales de la forme

$$(4) \qquad s = F\left(t - \frac{r}{V}\right).$$

Exprimons que cette intégrale satisfait à l'équation (3). On a, en désignant par F'' la dérivée seconde de la fonction F par rapport à $t - \frac{r}{V}$,

$$(\rho + \rho')F'' - \frac{2v\rho'\cos\alpha}{V}F'' - \frac{(E - v^2\rho'\cos^2\alpha)}{V^2}F'' = 0,$$

d'où la condition

$$\rho V^2 + \rho'(V - v\cos\alpha)^2 = E.$$

Cette équation devient, quand la matière est immobile,

$$E = (\rho + \rho')V_0^2.$$

La vitesse V dans l'éther libre, suivant une direction quelconque, est donc déterminée par l'équation

$$(5) \qquad \rho V^2 + \rho'(V - v\cos\alpha)^2 = (\rho + \rho')V_0^2.$$

Posons

$$V = V_0 + k.$$

Nous avons, au degré d'approximation déjà adopté,

$$\rho(V_0^2 + 2kV_0) + \rho'(V_0^2 + 2kV_0 - 2v\cos\alpha V_0) = (\rho + \rho')V_0^2$$

ou

$$k = v\cos\alpha\frac{\rho'}{\rho + \rho'} = b\cos\alpha.$$

Si l'on désigne par n l'indice absolu du milieu où se propage la lumière, et par U_0 la vitesse de la lumière dans le vide, on a

$$\frac{\rho}{\rho + \rho'} = \left(\frac{V_0}{U_0}\right)^2 = \frac{1}{n^2},$$

et par suite

$$k = v \cos\alpha \left(1 - \frac{1}{n^2}\right).$$

Considérons un point S situé sur la droite OO′ dans le sens du mouvement de translation, à une distance du point O,

$$v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)t.$$

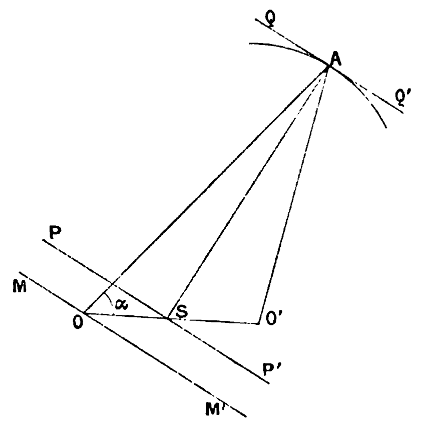
Désignons par l la distance SA. On a, en remarquant que $r = Vt$,

$$l = \left[V - v\cos\alpha\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\right]t = V_0 t.$$

Donc le lieu géométrique des points qui, au même instant t, reçoivent le même ébranlement, c'est-à-dire la surface de l'onde émanée de O, est celle d'une sphère ayant pour centre le point mobile S et pour rayon le chemin parcouru $V_0 t$ dans le cas du repos.

En d'autres termes, l'ébranlement primitif se propage de la même manière que s'il avait pour origine exclusive un point S d'un

Fig. 2.



milieu fictif, animé par rapport à l'éther libre d'un mouvement de translation uniforme et rectiligne, de vitesse $b = v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$, dans le sens de la translation de la matière, ce point coïncidant avec l'origine réelle de l'ébranlement à l'origine des temps.

Soit maintenant une onde plane initiale MM′ dont la normale fait un angle α quelconque avec la direction de translation. Au temps t, le lieu des points S, correspondant aux divers points O de cette onde plane, est un plan PP′ parallèle à MM′. L'onde propagée au temps t est l'enveloppe des ondes sphériques de rayon $l = V_0 t$ qui ont pour centres les différents points du plan PP′ : c'est donc encore un plan QQ′ parallèle à l'onde primitive MM′, comme on pouvait le prévoir. La direction correspondante OA de la propagation de la lumière dans l'éther libre, à partir du point O, s'obtient en joignant ce point au point de contact A de l'onde QQ′ avec la sphère correspondante au point O. La lumière ne se propage donc pas perpendiculairement aux ondes planes dans l'éther libre, mais bien dans le milieu mobile fictif qui nous a servi à établir le mouvement. La vitesse V s'obtient en composant géométriquement la vitesse V_0 qui correspond au repos avec la vitesse b du milieu fictif.

D'autre part le point de l'éther condensé qui coïncidait avec O à l'origine des temps étant venu en O′ au temps t, la direction relative des rayons lumineux par rapport à la matière en mouvement est O′A. C'est cette direction que nous percevons quand nous observons les phénomènes d'aberration, puisque l'observateur partage le mouvement de translation du globe terrestre. On a respectivement

$$SA = V_0 t, \qquad O'A = V't, \qquad O'S = O'O - SO = -(v - b)t = -\frac{v}{n^2}t.$$

On peut donc énoncer le théorème suivant :

La vitesse relative de propagation de la lumière par rapport à la matière en mouvement s'obtient en composant géométriquement sa vitesse V_0 *dans le cas du repos avec la vitesse* $\frac{v}{n^2}$ *prise en sens contraire du mouvement de translation.*

On peut déduire de ces résultats toutes les conséquences relatives à la réflexion et à la réfraction, en déterminant par la construction de Huygens la direction des ondes réfléchies ou réfractées.

Quand on change la longueur d'onde de la lumière considérée, on est conduit, comme l'a fait remarquer M. Potier, à attribuer

au coefficient ρ' des valeurs variables, c'est-à-dire à faire varier la densité de l'éther condensé avec la nature de la lumière. Cette nécessité montre que l'hypothèse de Fresnel, tout en demeurant d'accord avec les faits, ne fournit pas une interprétation complètement satisfaisante du mécanisme réel de ces phénomènes, quand on considère l'éther comme une substance comparable à la matière ordinaire. Sans faire aucune hypothèse sur la véritable nature de ce milieu, il convient seulement d'envisager l'hypothèse de Fresnel comme interprétant fidèlement l'entraînement des ondes lumineuses dans le mouvement de la matière.

SUR LA DISPERSION ANOMALE DE LA LUMIÈRE DANS LES SOLUTIONS DE FUCHSINE;

PAR M. J. STSCHEGLAYEW.

En 1870, M. Christiansen [1] remarqua que des solutions de fuchsine et de plusieurs autres matières colorantes, qui ont dans leurs spectres une bande d'absorption, présentent une anomalie de dispersion.

Un peu plus tard, Kundt [2] étudia en détail ce phénomène et énonça, comme loi générale, que dans le voisinage immédiat de chaque forte bande d'absorption l'indice de réfraction est plus grand du côté du rouge que du côté du violet, tandis que pour les régions spectrales, où le corps reste transparent, l'indice varie d'une manière normale. Mais dans les conditions de ses expériences Kundt n'a pas réussi à étudier les variations de l'indice en dedans de la bande d'absorption elle-même.

Cependant des théories de la dispersion proposées par Helmholtz [3] et par Ketteler [4], en confirmant la loi de Kundt, font

---

(1) CHRISTIANSEN, *Pogg. Ann.*, t. 141, p. 479; 1870.

(2) KUNDT, *Pogg. Ann.*, t. 142, p. 163; t. 143, p. 259; t. 144, p. 128; 1871; t. 145, p. 67; 1872.

(3) V. HELMHOLTZ, *Pogg. Ann.*, t. 154, p. 582; 1875; *Wied. Ann.*, t. 48, p. 389; 1893. *Wiss. Abh.*, t. 2, p. 213; t. 3, p. 505.

(4) *Voir* MASCART, *Traité d'Optique*, t. III, p. 654.

prévoir une variation continue de l'indice à l'intérieur de cette bande.

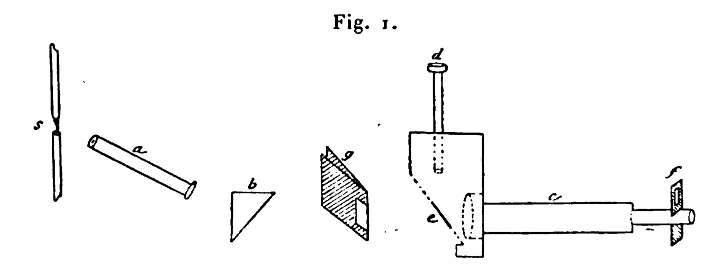
C'est M. Bloch (1) qui, le premier, a réussi à vérifier cette conséquence théorique, en mesurant, à l'aide d'un réfractomètre interférentiel de Jamin, les indices de lames minces de fuchsine dans toute l'étendue du spectre visible.

Dans ses recherches ultérieures sur les indices des métaux, Kundt (2) démontre que la méthode du prisme peut être appliquée aux corps très peu transparents, que l'on prend en prismes très aigus et très minces.

En appliquant cette méthode à l'étude des solutions de fuchsine, j'ai pu mesurer les indices dans toute l'étendue du spectre, sans interruption, et démontrer les variations qu'ils éprouvent, quand on passe par la bande d'absorption.

Dans mes observations, je me suis servi de la méthode de deux prismes croisés, adoptée par Kundt. Sur la table d'un spectromètre de Meyerstein je place deux prismes : le premier est en verre, à arête horizontale et à angle réfringent de 45° ; l'autre, vertical, contient la solution absorbante étudiée. Un arc voltaïque, maintenu fixe par un dispositif particulier, sert de source lumineuse. Le collimateur *a* (*fig.* 1) est incliné sous un angle d'envi-

Fig. 1.



ron 35° par rapport à l'horizon ; la fente du collimateur est remplacée par une petite ouverture circulaire. Le spectre vertical, fourni par le premier prisme *b*, est dévié dans le sens horizontal par le second. On observe le spectre avec une lunette horizontale *c*, dont l'axe est perpendiculaire aux faces du prisme liquide.

(1) Bloch, *C. R.*, t. CXVI, p. 746 ; 1893.
(2) Kundt, *Wied. Ann.*, t. 34, p. 469 ; 1888.

Le prisme à liquide *g*, placé dans une monture à vis, était formé par deux verres plan-parallèles superposés, faisant entre eux un angle extrêmement petit. A cet effet, on avait séparé les deux verres, du côté opposé à l'arête réfringente, avec des feuilles plus ou moins épaisses d'étain ou de zinc. Une goutte de la solution, placée entre les deux verres, s'étend par capillarité jusqu'à l'arête et forme une couche prismatique.

En examinant le spectre dévié, on voit que la déviation croît vite depuis le rouge jusqu'au voisinage de la bande d'absorption, où elle atteint son maximum; ensuite elle diminue très considérablement, et, après avoir passé par un certain minimum, commence à croître de nouveau. En se servant de prismes à angle réfringent de $1'$ à $2'$, on a pu observer le spectre en dedans de la bande d'absorption, même avec les solutions les plus concentrées.

Dans ce dernier cas, la lumière ne passe que tout près de l'arête (la portion du prisme suffisamment transparente n'ayant que 5^{mm} de largeur), ce qui se fait sentir dans l'aspect, mais non dans la position du spectre. Pour faire les mesures dans toute l'étendue du spectre, en conservant les mêmes conditions par rapport aux effets de diffraction, une fente de 5^{mm} de largeur était placée dans le voisinage de l'arête du prisme, ce dernier se trouvant près du centre de la table du spectromètre.

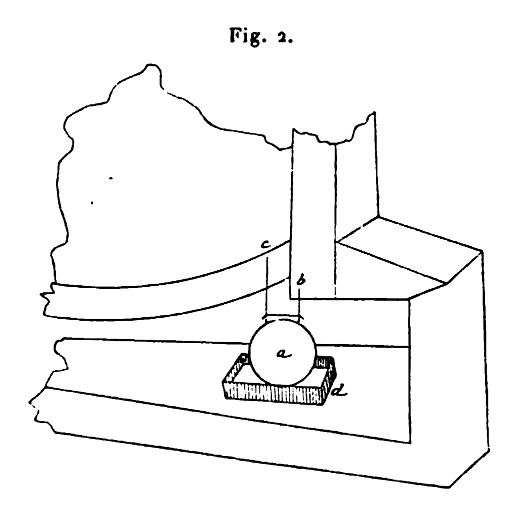
Afin de pouvoir reconnaître dans quel endroit du spectre se faisait l'observation, un tube *d* de l'échelle transparente (emprunté à un spectroscope) était placé verticalement dans l'azimut de la lunette *c*. Un verre plan-parallèle *e*, incliné de $45°$, se trouvait au point d'intersection des axes des deux pièces *c* et *d*. L'échelle était éclairée d'en haut et donnait une image verticale dans le plan focal de la lunette. Celle-ci était disposée de façon que le point jaune, produit par la lumière du sodium, coïncidât toujours avec la même division de l'échelle. En notant ensuite sur l'échelle les lignes spectrales de l'hydrogène, du thallium et du strontium, on a pu déterminer la longueur d'onde correspondante à telle ou telle division de l'échelle.

Dans l'oculaire de la lunette se trouvait un diaphragme mobile *f*, muni de deux ouvertures : l'une, plus large, permettait de voir d'un seul coup tout le champ de vision; l'autre, sous forme

d'une fente horizontale, de la largeur d'une division de l'échelle, ne laissait apercevoir que la partie observée du spectre, en dérobant à la vue tout le reste.

Pour la mesure des petits angles, on s'est arrêté au procédé suivant : Un miroir léger *a* (*fig.* 2) était suspendu par deux fils

Fig. 2.



de soie, longs d'environ $1^{cm},5$ et distants de 1^{cm} l'un de l'autre. L'un des fils restait immobile, étant fixé au socle du spectromètre au point *b*, tandis que l'autre, attaché au point *c* du limbe mobile, se déplaçait avec ce dernier. Le miroir *a* donne l'image d'une échelle placée à 180^{cm} de distance, que l'on observe par la méthode de Poggendorff. Cette disposition permet d'évaluer l'angle de rotation du limbe en divisions de l'échelle; dans mon appareil, chaque division correspondait à $2'',3$. Pour amortir les oscillations du miroir, on en plongeait la partie inférieure dans un vase *d* rempli d'huile.

Voici comment on procédait à chaque expérience : En déplaçant verticalement le diaphragme *f* de l'oculaire, je l'arrêtais sur certains points du spectre, toujours les mêmes. Les points que j'avais choisis correspondaient aux longueurs d'onde suivantes : 620, 589, 582, 573, 558, 544, 530, 515, 502, 486, 472, 461, 450, 418 millionièmes de millimètre.

Pour chacun de ces points, on faisait cinq observations; puis

on en faisait autant après avoir retourné de 180° le prisme liquide (la déviation avait donc lieu tantôt à droite, tantôt à gauche de l'axe du collimateur). En prenant la demi-différence des deux lectures obtenues pour chaque point du spectre, on avait, en divisions de l'échelle, la déviation correspondante.

En désignant par δ cette déviation, par φ l'angle réfringent du prisme, on avait

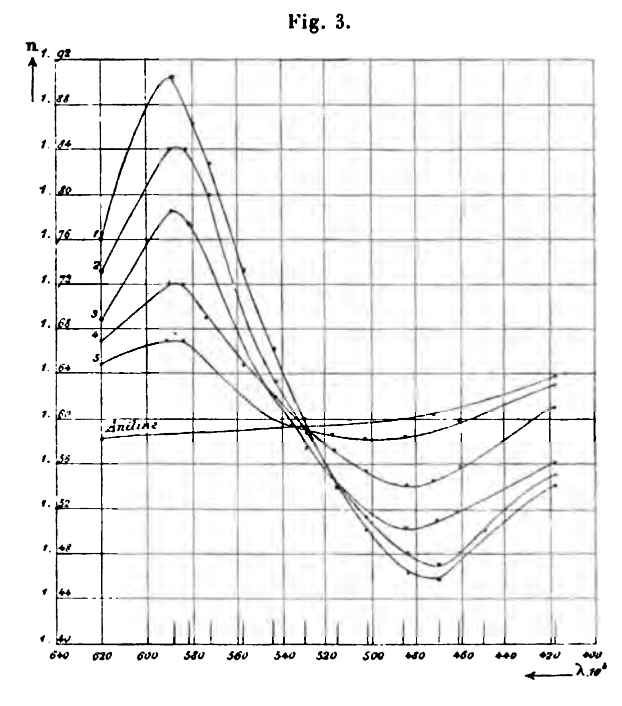
$$n = \frac{\sin(\delta + \varphi)}{\sin\varphi};$$

δ et φ étant très petits (de 1′ à 7′), on pouvait se servir de la formule simplifiée

$$n = \frac{\delta + \varphi}{\varphi}.$$

Pour mesurer l'angle réfringent des prismes très minces, j'em-

Fig. 3.



ployais le procédé suivant : J'observais chacune de mes solutions dans un prisme à angle de 6′ à 7′ : on pouvait mesurer exactement cet angle d'après la méthode usuelle. A travers ce prisme, on ne

voit que le rouge-jaune, à peu près jusqu'à la raie D, et le bleu-violet, la région intermédiaire étant absorbée. Je mesurais les indices pour un point dans le rouge et pour deux ou trois points dans le bleu-violet (longueurs d'onde : 620, 461, 450, 418). En observant ensuite la même solution dans un prisme mince, qui laissait voir tout le spectre, j'étais en état de calculer l'angle réfringent d'après les nouvelles déviations et les indices déjà connus.

Comme dissolvant pour la fuchsine, j'employais l'aniline, qui permettait d'obtenir des concentrations allant jusqu'à 20 pour 100. Pour les cinq solutions étudiées, la quantité de fuchsine dans l'unité de volume variait dans le rapport des nombres 5:4:3:2:1.

La Table suivante contient les résultats des observations. Chaque nombre de la Table est la moyenne déduite de cinq à huit séries indépendantes. L'erreur probable de ces nombres ne dépasse pas 0,01.

Numéro de la solution.	Densité de la solution.	Indices de réfraction.						
		$\lambda=620$.	$\lambda=589$.	$\lambda=582$.	$\lambda=573$.	$\lambda=558$.	$\lambda=544$.	$\lambda=530$.
1.....	1,059	1,76	1,90	1,86	1,83	1,73	1,66	1,60
2.....	1,052	1,73	1,84	1,84	1,80	1,68	1,63	1,59
3.....	1,046	1,69	1,78	1,77	1,75	1,65	1,62	1,58
4.....	1,038	1,67	1,72	1,72	1,69	1,65	1,62	1,59
5.....	1,030	1,65	1,67	1,67	1,65	1,62	1,60	1,59

Numéro de la solution.	Densité de la solution.	Indices de réfraction.							Différence maximum.
		$\lambda=515$.	$\lambda=502$.	$\lambda=486$.	$\lambda=472$.	$\lambda=461$.	$\lambda=450$.	$\lambda=418$.	
1.....	1,059	1,54	1,50	1,47	1,46	1,48	1,50	1,54	0,44
2.....	1,052	1,54	1,50	1,48	1,47	1,48	»	1,55	0,37
3.....	1,046	1,54	1,51	1,50	1,51	1,52	»	1,56	0,28
4.....	1,038	1,57	1,55	1,54	1,54	1,56	»	1,61	0,18
5.....	1,030	1,59	1,58	1,59	1,59	1,60	»	1,63	0,09

En prenant la longueur d'onde pour abscisse et l'indice pour ordonnée, on obtient une courbe ondulée dont l'aspect varie avec la concentration. La Table précédente montre que les différences maximum de l'indice, dans le voisinage immédiat de la bande d'absorption, sont entre elles comme 1:2:3,1:4,1:4,9, c'est-à-dire dans le rapport des concentrations [1].

[1] Ce travail a été exécuté au laboratoire de Physique de l'Université de Moscou, d'après les indications de M. le Dr P. Lebedew.

SUR LE POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE DU VERRE;

PAR M. F. BEAULARD.

I. La détermination du pouvoir inducteur spécifique du verre présente des difficultés particulières tenant à la grandeur de l'absorption électrique.

Il importe donc, dans les recherches relatives à cette substance, d'opérer avec des temps de charge très courts : c'est la condition nécessaire si l'on veut étudier un phénomène bien défini.

Pour que l'indice de réfraction k et le pouvoir inducteur spécifique n soient légitimement comparables, il faut que ces grandeurs correspondent à des phénomènes de même période. Si l'on veut tenter la vérification de la formule de Maxwell $k = n^2$, il est donc évident qu'il faut prendre l'indice de réfraction qui correspond à des ondes optiques de très longue période, ces ondes étant les seules dont le mouvement puisse se comparer aux opérations *lentes* à l'aide desquelles on détermine le pouvoir inducteur spécifique : d'où encore la nécessité d'opérer avec des durées de charge aussi courtes que possible.

II. *Principe de la méthode. Formule.* — La méthode employée est la méthode balistique; on décharge à travers un galvanomètre un condensateur porté pendant un temps très court θ à un potentiel V : on opère successivement avec le condensateur à lame d'air, et à lame de verre. Comme, dans ce dernier cas, le condensateur n'est pas en entier dans le diélectrique, il importe d'éliminer l'influence des bords. On y arrive en employant une méthode de correction particulière due à M. Blondlot et déjà employée par M. Pérot ([1]). Soient E la distance des plateaux, e l'épaisseur de la lame de verre de surface S, B et A les valeurs respectives de la capacité du condensateur avec ou sans lame de verre, x la correction de capacité des bords (plongés dans l'air dans les deux cas).

([1]) *Comptes rendus*, t. CXV, p. 38; 1892.

On a

$$
(1) \qquad \left\{ \begin{aligned} A &= x + \frac{S}{4\pi E}, \\ B &= x + \frac{S}{4\pi\left(\frac{e}{k} + E - e\right)}. \end{aligned} \right.
$$

Si l'on pose

$$
E - e = \varepsilon, \qquad C = \frac{4\pi}{S}\frac{E}{e},
$$

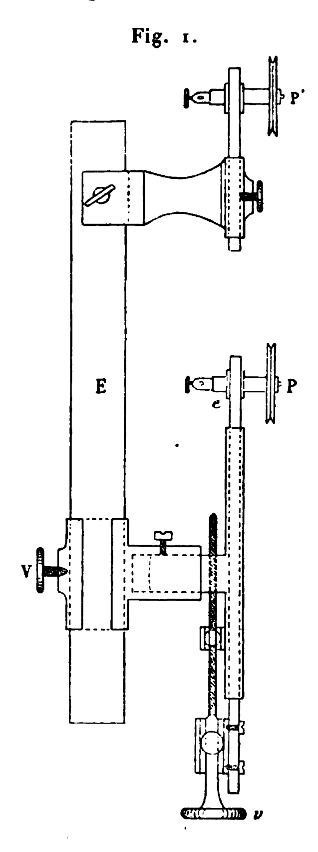
on tire

$$
(2) \qquad k = \frac{1 + (B - B)Ce}{1 - (B - A)C\varepsilon},
$$

tout revient à déterminer B et A pour avoir k.

III. *Durée de la charge.* — Pour faire varier la durée de la

Fig. 1.



charge on a employé l'un des deux dispositifs suivants. Le pre-

la constante balistique,

$$(3)\quad \begin{cases} AV = G\dfrac{\tau}{2\pi}d, \\ BV = G\dfrac{\tau}{2\pi}D. \end{cases}$$

Pour corriger les déviations de l'amortissement, on lit deux élongations d_1 et d_2 à droite et à gauche.

Voici une expérience à titre d'exemple :

	Potentiel de l'armature collectrice.	d_1.	d_2.	Déviation corrigée de l'amortissement.	Déviation ramenée au potentiel de $67^{\text{volts}},5$.
Condensateur à lame d'air.	volts + 67,5	50	45		
	— 67,5	52	46		
		Moy. 51	Moy. 46,5	53,49	53,49
	+135	101	93		
	—135	101,5	91		
		101,25	92	106,20	53,10
	+202,5	152	136		
	—202,5	151	138		
		151,5	137	159,30	53,10
					Moy. d = 53,23
Condensateur à lame de verre.	± 67,5	Moy. 60,25	54,5	65,57	65,57
	±135	112,75	109,25	130,05	65,02
	±202,5	184,62	166	197,70	64,90
					Moy. D = 65,16

La constante balistique $G\dfrac{\tau}{2\pi}$ déterminée par la méthode ordinaire est égale à $0,5671 \times 10^{-10}$ (unités électromagnétiques C.G.S.) si l'on prend $V = 67^{\text{volts}},5$, $d = 53,23$, $D = 65,16$; les formules (3) déterminent B et A; après transformation en unités du système électrostatique, on trouve

$$A = 403,75, \qquad B = 492,72;$$

on n'a plus qu'à porter ces valeurs dans la formule (2); en tenant

compte des constantes suivantes du condensateur

$$E = 1^{cm}, \quad e = 0^{cm},682, \quad \varepsilon = 0,318, \quad C = \frac{4\pi E}{Se} = 0,022,$$
$$Ce = 0,0151, \quad C\varepsilon = 0,00704,$$

on trouve, tout calcul fait,

$$k = 6,28.$$

VI. *Résultats des expériences.* — On peut conduire les expériences de deux façons différentes : 1° opérer *successivement* d'abord avec le condensateur à air, et ensuite avec le condensateur à lame de verre; ce qui introduit un inconvénient : il faut *chaque fois* ouvrir l'enceinte pour introduire le diélectrique; 2° effectuer une série de mesures avec le condensateur à air, et ensuite une autre série avec le condensateur à verre. Le Tableau suivant résume les expériences :

1° *Durée de charge* $\theta = 0^s,008$.

		A.	B.	k.
Premier mode opératoire.	14 juin	406,35	492,30	5,82
	15 »	413,0	501,30	6,17
	17 »	396,9	482,13	5,72
	18 »	403,6	487,23	5,50
	19 »	403,75	492,72	5,28
	20 »	403,6	494,19	6,50
			Moy. k =	5,999

	Série de mesures avec l'air.	Série de mesures avec le verre.
Deuxième mode opératoire.	401,4	497,9
	399,8	501,1
	410,3	482,1
	396,9	487,2
	403,7	492,7
	Moy. A = 403,6 (¹)	Moy. B = 492,2

d'où

$$k = 6,218,$$

pour une durée de charge égale à $0^s,008$.

(¹) La comparaison directe, avec un microfarad étalon, a donné, pour la capacité du condensateur à lame d'air, $A_{moy} = 403,38$.

2° *Durée de charge* $\theta = 0^s,0004$.

18 juillet	B
18 »	470,3
19 »	465,5
20 »	463,2
22 »	463,6
22 »	475,8
23 »	466,9
25 »	472,7
26 »	478,5
26 »	460,8
Moyenne B =	468,6

En prenant A égal à 403,6, on trouve

$$k = 3,66,$$

pour une durée de charge égale à $0^s,0004$.

VII. *Influence de l'humidité condensée sur le verre.* — Les cales en quartz étant paraffinées, et l'*air de l'enceinte étant sec,* supposons qu'on introduise la lame de verre, sans la chauffer; elle est par suite plus ou moins recouverte d'humidité. Si l'air de l'enceinte était humide, cette couche d'eau condensée sur le verre ferait écran électrique, et l'on n'aurait aucune déviation au galvanomètre, tandis qu'elle agit tout autrement : 1° elle substitue à une couche d'air sec une couche d'un diélectrique à pouvoir spécifique particulièrement élevé; 2° elle éprouve le phénomène de la polarisation électrolytique, de telle sorte que la capacité électrostatique du condensateur est augmentée de la capacité de polarisation de cette lame d'eau, le plateau collecteur jouant le rôle d'électrode.

Les nombres contenus dans le Tableau suivant se rapportent au verre non dépouillé de son humidité; comme contrôle on a opéré en même temps avec une lame de paraffine.

Capacité du condensateur.			Constante diélectrique.	
Air.	Verre.	Paraffine.	Verre k.	Paraffine k'.
404,1	498,8	462,3	7,31	1,95
394,1	480,5	450,5	6,02	1,92
410,7	510,8	463,7	8,51	1,86
406,9	499,5	465,6	6,89	1,96
413,3	514,6	472,7	8,84	1,97

On constate que les valeurs de k' sont concordantes pour la paraffine, tandis que les valeurs k relatives au verre sont variables et dépendent de l'état hygrométrique de l'air.

L'humidité, qui ne joue aucun rôle appréciable dans le cas de la paraffine, *augmente* notablement la constante diélectrique du verre.

Dans une expérience faite avec une lame de verre mouillé, le pouvoir inducteur spécifique a même atteint la valeur 11.

En définitive, il résulte des expériences précédentes que, pour une durée de charge $\theta = 0^s,008$, *on a* $k = 6,22$, *et que, pour* $\theta = 0^s,0004$, *la valeur de k est notablement plus petite :* $k = 3,66$.

Nous donnons ci-après, à titre de renseignements, les valeurs de la constante diélectrique du verre, déterminées par diverses méthodes et différents auteurs :

1° *Par les charges plus ou moins rapides.*

1874. Romich et Nowak (Méthode d'attraction de Boltzmann). $\theta = 1$ seconde environ (*Wiener Sitz.*, vol. LXX, Part II, p. 380)........................ $k = 7,5$

1874. Schiller. — $\theta = 0^s,04$.............................. $= 6,34$
θ variable de $0^s,00013$ à $0^s,00006$........ $= 5,83$
(*Pogg. Ann.*, 152, p. 535; 1874).

1877. Wullner. — θ n'est pas indiqué (*Sitzungsber. königl. bayer. Akad.*, p. 1; 1877)........................ $= 6,10$

1878. Hopkinson (verre d'optique). — θ n'est pas indiqué (*Phil. Trans.*, p. 17; 1878).......... $k = 6,5$; $6,8$; $7,4$; $10,1$ suivant la densité.

1879. Gordon. — $\theta = 0^s,000083$ (*Phil. Trans.*, p. 417; 1879). $k = 3,243$

2° *Par les oscillations électromagnétiques.*

1889. S. Thomson. — (*Proceedings of the Royal Society*, 20 juin 1889).. $= 2,7$

1890. J.-J. Thomson. — (*Recent Researches in Electricity, etc.*, p. 471).. $= 5,7$

1891. Blondlot. — (*Journ. de Phys.*, 2ᵉ série, t. X, p. 197; 1891).. $= 2,8$

1892. Perot. — (*C. R.*, juillet 1892; *Journ. de Phys.*, 2ᵉ série, t. X). — Durée de charge variable de $72,7 \times 10^{-10}$ à 880×10^{-10}.. k variable de 2,71 à 6,10.

1894. Twing. — (*Physical Review*, t. II, p. 135; *Éclairage électrique*, t. II, p. 85).. $k = 6,24$

1895. Northrup. — (*Phil. Mag.*, t. XXXIX, p. 78-93, janvier 1895). — Champ lentement variable.. $= 6,25$

Champ rapidement variable.. $= 5,86$

1895. Mazotto. — (*Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, t. IV, p. 240-247).. $k_{moy} = 3,76$

Ce dernier auteur trouve une diminution (lorsque θ diminue) beaucoup moins rapide que celle constatée par M. Pérot; d'après M. Mazotto, k présenterait un maximum pour une longueur d'onde électrique de 45^m.

UN NOUVEL ARÉOMÈTRE;

Par M. L.-N. VANDEVYVER.

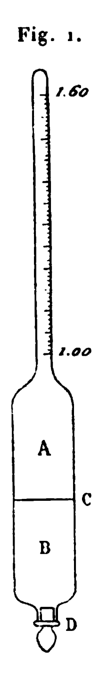
L'instrument (*fig.* 1) est en verre et se compose d'une carène divisée en deux parties A et B par une cloison horizontale étanche C. La partie B forme un réservoir fermé en D par un bouchon rodé. La carène est surmontée d'une tige, qui porte une échelle pouvant être graduée de différentes manières; nous supposerons cette échelle établie pour les liquides plus denses que l'eau et nous admettrons qu'elle marque les densités comprises entre 1,00 (pour l'eau) et 1,6 par exemple.

Le liquide dont il s'agit de déterminer le poids spécifique sert de lest.

Voici la façon d'opérer :

Proposons-nous, d'abord, de vérifier le point initial de la graduation. A cet effet, on retourne l'instrument; on remplit, à refus, la partie B d'eau distillée, à *une température t*; on replace le bouchon sans introduire aucune bulle d'air; cela étant, sans

Fig. 1.



crainte de voir tomber le bouchon, on redresse l'appareil, on l'essaye et on le plonge dans une éprouvette à pied, contenant de l'eau distillée, *à la même température t*. Le point d'affleurement doit correspondre au point 1,00 de la graduation marqué au bas de la tige.

On opère de même pour un liquide dont on veut déterminer la densité, en ayant soin de bien nettoyer l'appareil après le remplissage; *l'immersion se fait toujours dans l'eau distillée*. Le liquide introduit en B étant plus dense que l'eau, le poids total de l'appareil augmente : le volume d'eau à déplacer pour lui faire équilibre est donc plus grand, l'appareil s'enfonce plus profondément, d'où nouveau point d'affleurement qui indique la densité.

Si l'on prend, pour limites extrêmes de l'échelle, des densités

suffisamment rapprochées, ce densimètre peut être rendu *très sensible*.

L'échelle de l'un de nos instruments (¹) s'étend sur une longueur d'environ 24^{cm}, est graduée de 1,00 à 1,06 et permet de lire avec facilité et précision la 3ᵉ *décimale* et d'obtenir la 4ᵉ *décimale* avec une approximation suffisante.

Ce densimètre présente *divers avantages :*

1° Suppression du lest, par suite appareil moins lourd et moins sujet à se briser; nettoyage facile;

2° On peut déterminer la densité d'un liquide dont on n'a qu'une faible quantité ou d'un liquide visqueux;

3° Suppression de toute correction capillaire, attendu que l'on opère toujours dans *l'eau distillée;*

4° L'équilibre de température entre le liquide et l'eau distillée est assuré pendant la durée des opérations;

5° Le calcul prouve que, dans des limites pratiques, les résultats sont sensiblement indépendants de la température. L'expérience confirme, en effet, qu'avec l'appareil précis dont il est fait mention plus haut, et qui a été gradué à 15° C., on peut prendre indifféremment la densité depuis 8° à 9° C. jusqu'à 19° et 20° C. sans que les résultats diffèrent de plus de 1 à 2 unités de la 4ᵉ décimale.

L'appareil se construit aussi pour des liquides moins denses que l'eau, ou à la fois pour des liquides plus denses et moins denses (²).

(¹) Construit en vue de la détermination des densités des moûts de bières belges, densités qui ne varient qu'entre 1,00 et 1,06.

(²) Les appareils sont construits par M. Müller, successeur de Geissler, à Bonn.

I. KLEMENČIČ. — Beiträge zur Kenntniss der Absorption und Verzweigung electrischer Schwingungen in Drähten (Contributions à l'étude de l'absorption et du partage des oscillations électriques dans les fils); *Wied. Ann.*, t. L, p. 456; 1893.

Un excitateur de Hertz envoie des ondes électriques sur un résonateur rectiligne formé de deux plaques de clinquant réunies 1° par un fil formé de deux segments de métaux différents placés en série, bout à bout; 2° par deux fils de nature différente placés en dérivation parallèlement l'un à l'autre.

Sous l'action de l'excitateur, le résonateur est mis en vibration; les oscillations électriques échauffent les segments de fil.

Cet échauffement est constaté de la façon suivante : Au voisinage de chacun des segments de fil on place la soudure d'un élément thermo-électrique (constantan-fer) placé lui-même dans le circuit du galvanomètre Thomson-Carpentier; on déduit une indication sur la chaleur dégagée dans le fil de l'intensité du courant produit dans l'élément thermo-électrique ([1]); on compare toujours la chaleur rayonnée par un fil traversé par des oscillations à la chaleur rayonnée par le même fil traversé par un courant constant.

Résultats principaux. — Lord Rayleigh et Stefan ont donné des formules théoriques permettant de trouver la résistance d'un conducteur cylindrique traversé par des oscillations électriques de période donnée, si l'on connaît la résistance du conducteur pour les courants constants, sa résistance spécifique, sa perméabilité magnétique et son rayon.

Si l'on compare deux fils ayant sensiblement les mêmes propriétés spécifiques, l'expérience et la théorie concordent.

Si l'on compare deux fils de résistances spécifiques et de perméabilités magnétiques très différentes, la théorie et l'expérience ne présentent plus qu'un accord qualitatif.

L'auteur explique ce désaccord au point de vue quantitatif par cette considération que les formules théoriques sont établies pour

---

([1]) KLEMENCIC, *Sitz. der Akad. d. Wiss. in Wien*, t. CI, p. 309; 1892.

des fils beaucoup plus gros que les fils soumis à l'expérience [1].

Le partage des courants oscillatoires entre deux conducteurs dérivés se fait conformément à la théorie : le coefficient de self-induction joue un rôle prépondérant, la résistance n'intervient pas.

R. SWYNGEDAUW.

G. UDNY YULE. — Ueber den Durchgang electrischer Wellen durch Electrolytenschichten (Sur le passage des ondes électriques à travers des couches d'électrolyte); *Wied. Ann.*, t. L, p. 742; 1893.

Les ondes électriques produites par un excitateur de Hertz se propagent le long de deux fils parallèles. Ces fils plongent, sur une petite partie de leur longueur, dans une cuve contenant un électrolyte, au delà de laquelle on place un électromètre à quadrants donnant le potentiel moyen des deux fils, selon la méthode de Bjerkness.

L'expérience montre que, lorsque la longueur de l'électrolyte traversée par les ondes électriques augmente d'une façon continue, en partant de zéro, la déviation électrométrique commence par diminuer, passe ensuite par une série de minima et de maxima d'amplitude décroissante.

D'après l'auteur, il se produit ici quelque chose d'analogue aux anneaux transmis de Newton.

Les ondes électriques qui se propagent le long des fils se réfléchissent aux surfaces d'entrée et de sortie du liquide traversé.

La longueur d'électrolyte que les fils doivent traverser pour produire le premier maximum de la déviation électrométrique représente la demi-longueur d'onde des oscillations électriques dans l'électrolyte.

On détermine par cette méthode le rapport des longueurs d'onde dans l'air et dans divers électrolytes : eau, solution de sulfate de zinc, alcool.

---

[1] Ce désaccord provient probablement aussi de la façon dont on mesure la quantité de chaleur dégagée dans les fils. D'ailleurs, dans le cas de métaux magnétiques, cette quantité de chaleur elle-même ne provient pas uniquement de l'effet Joule, mais encore du phénomène de l'hystérésis.

En appliquant la loi de Maxwell on trouve, pour ces divers corps, des constantes diélectriques qui concordent plus ou moins bien avec les valeurs des constantes mesurées directement.

R. Swyngedauw.

L. ZEHNDER. — Versuche mit Strahlen electrischer Kraft. Einfachste objective Darstellung derselben (Recherches sur les rayons de force électrique; mode très simple de les reproduire objectivement); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 34; 1894.

L'auteur a répété quelques expériences d'interférence électrique par une méthode et des appareils décrits minutieusement et permettant de répéter sans difficulté les expériences de Hertz en les rendant visibles de tous les points d'un amphithéâtre.

Le principe de la méthode consiste à illuminer un tube de Geissler par une étincelle secondaire; il a déjà été décrit précédemment (¹).

R. Swyngedauw.

Kr. BIRKELAND. — Ueber die Reflexion und Resonanz der Hertz'schen electrischen Schwingungen. Erklärung der Hagenbach-Zehnrder'schen Versuche (Sur la réflexion et la résonance des vibrations électriques hertziennes. Explication des recherches de Hagenbach et Zehnder); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 486; 1894.

Dans un résonateur rectangulaire, on intercale un condensateur dans le côté opposé à l'interruption; on relie les deux armatures du condensateur par l'intermédiaire du circuit d'un téléphone.

On soumet le résonateur à l'action des vibrations d'un excitateur de Hertz; le téléphone reste silencieux, s'il n'éclate pas d'étincelles à l'interruption du résonateur; il fait entendre un bruissement particulier, si les pôles de l'interruption sont suffisamment rapprochés pour qu'on y observe des étincelles.

Ces phénomènes s'expliqueraient de la façon suivante :

Le téléphone est silencieux parce que les vibrations électriques

---

(¹) *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 77; t. XLIX, p. 549 et 724. — *Journal de Physique*, 3ᵉ série, t. III, p. 462.

qui parcourent les deux moitiés du résonateur préfèrent traverser la mince couche de mica du condensateur sous la forme de courants de déplacement plutôt que de traverser le circuit téléphonique. Dans ce cas chacune des moitiés du résonateur possède une charge électrique totale nulle.

Dans le cas où des étincelles éclatent à l'interruption du résonateur, au bout de quelques oscillations la conductibilité de l'étincelle diminue, l'étincelle devient inactive; les deux armatures du condensateur peuvent, après chaque étincelle, rester chargées de quantités d'électricité de signes contraires qui se combinent à travers le circuit du téléphone et y déterminent un bruissement spécial.

Les expériences d'Hagenbach et Zehnder (¹) s'expliquent par des hypothèses de ce genre.

Après une réfutation des idées de Zehnder sur la résonance, l'auteur explique la production de *longs nœuds* dans les expériences d'interférence de l'onde directe avec l'onde réfléchie. Lorsque l'on déplace un résonateur sur une droite, le maximum de résonance a lieu en un point.

Le minimum est moins nettement déterminé; le résonateur montre une activité minimum sensiblement constante sur certaines longueurs régulièrement espacées.

Pour expliquer ce phénomène, il faut remarquer que le temps pendant lequel le résonateur reçoit les vibrations de l'excitateur se divise en deux parties : le temps qui précède l'instant de l'arrivée de l'onde réfléchie, et le temps qui suit cet instant; dans la première partie l'onde directe agit seule, dans la seconde l'onde directe et l'onde réfléchie agissent simultanément.

L'action de l'onde directe est sensiblement la même en tous les points de son passage, du moins dans l'espace de quelques mètres; la superposition de l'onde réfléchie à l'onde directe produit des minima et des maxima.

La combinaison de ces deux effets produit le phénomène des *longs nœuds*, déjà expliqué dans un cas particulier (²).

(¹) *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 610.

(²) *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 583. — *Journ. de Phys.*, 3ᵉ série, t. III, p. 463.

R. SWYNGEDAUW.

P. DRUDE. — Zur Demonstration der Hertz'schen Versuche (Démonstration des expériences de Hertz dans les cours); *Wied. Ann.*, t. LII, p. 499; 1894.

La méthode Zehnder-Warburg est excellente, mais nécessite l'emploi d'une batterie d'accumulateurs à haute tension.

L'auteur rend les expériences de Hertz visibles à tout un auditoire en perfectionnant la méthode de Boltzmann ([1]).

Les deux électrodes d'un tube à vide de Zehnder sont unies à des fils de cuivre placés dans le prolongement l'un de l'autre de façon à former un résonateur rectiligne. Une des électrodes du tube est unie à l'un des pôles d'une pile sèche et au sol; l'autre électrode communique avec le bouton d'un électroscope à feuilles d'or et avec l'autre pôle de la pile. Si une étincelle éclate au résonateur l'électroscope est déchargé; la pile sèche le recharge quelques instants après.

De cette manière, l'auteur a répété avec succès un grand nombre d'expériences de Hertz. R. SWYNGEDAUW.

K. MACK. — Doppelbrechung electrischer Strahlen (Double réfraction électrique); *Wied. Ann.*, t. LIV, p. 342; 1895.

En faisant usage du dispositif général des expériences originales de Hertz avec deux miroirs cylindriques, et en substituant à la bobine de Ruhmkorff, une machine de Voss, conformément aux indications de Töpler ([2]), M. Mack est parvenu à mettre en évidence la double réfraction électrique du bois. Une plaque de bois d'épaisseur et de diamètre suffisants ([3]), taillée parallèlement aux fibres, se comporte comme un cristal biréfringent taillé parallèlement à l'axe; une telle plaque, placée entre deux miroirs cylindriques croisés, avec ses fibres à 45° des génératrices des miroirs, fait reparaître les étincelles du résonateur, comme une

---

([1]) *Wied. Ann.*, t. XL, p. 399.

([2]) TOPLER, *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 306, 464 et 642; 1892.

([3]) Par exemple, une plaque octogone de chêne de 60^{cm} de largeur sur 20^{cm} d'épaisseur.

sur elles-mêmes. Au milieu de chacun des résonateurs, c'est-à-dire au nœud correspondant à ses vibrations propres, est soudé un fil conducteur formant ressort et fixé dans une plaque d'ébonite E. Quand les résonateurs sont excités, ils se déchargent partiellement à chaque vibration à travers les fils de l'élément thermoélectrique; leur échauffement est rendu sensible par un galvanomètre très sensible, dont on mesure la première impulsion. Une division de l'échelle correspond à un courant de 6.10^{-9} ampères, pour une résistance extérieure de $0^{ohm},62$. Le miroir secondaire, les résonateurs et l'élément thermoélectrique sont enfermés dans une enveloppe protectrice munie d'une fenêtre en mica.

Les deux miroirs sont montés sur un goniomètre, à la distance de 10^{cm}, qui, avec les dimensions réduites de l'appareil, correspond à la distance de 10^{m} employée par Hertz. Dans cette condition les déviations du galvanomètre peuvent atteindre 20 à 30 divisions de l'échelle.

II. Expériences fondamentales de Hertz. — *a. Polarisation.* — M. Lebedew emploie un réseau carré de 2^{cm} de côté, formé de 20 fils fins; suivant que les fils sont parallèles au primaire ou en croix avec lui, on observe les phénomènes déjà décrits par Hertz. La différence des deux impulsions du galvanomètre ne peut être due qu'aux oscillations transmises ou interceptées par le réseau.

b. Interférences. — On obtient sans difficulté à l'aide de deux miroirs plans, suivant la méthode indiquée par Boltzmann (¹), la longueur d'onde des oscillations employées. Le premier maximum, correspondant à une différence de marche nulle, est suivi d'un minimum bien net pour une différence de marche de 2^{mm} à 3^{mm}, puis d'un faible maximum vers 5^{mm} à 6^{mm}; pour de plus grandes différences de marche on n'observe plus ni maximum, ni minimum, ce qui prouve que les oscillations sont très rapidement amorties. Ces expériences fixent la longueur d'onde à environ 6^{mm}, ce qui correspond bien aux dimensions de l'appareil.

c. Propagation rectiligne. — On constate sans peine la

(¹) Boltzmann, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 399; 1890.

transparence des diélectriques comme l'ébonite, le mica, le verre et l'opacité des métaux. Les déviations galvanométriques, quand on éloigne les deux miroirs, décroissent un peu plus rapidement qu'en raison inverse de la distance. Les expériences permettent de fixer à 3° près la direction de propagation.

d. Réflexion. — Un miroir métallique de 2^{cm} de côté suffit pour ces expériences.

e. Réfraction. — Il suffit d'employer un prisme d'ébonite de $1^{cm},8$ de haut et de $1^{cm},2$ de large, du poids de 2^{gr}. Le prisme employé par Hertz pesait 600^{kg}.

Le prisme était placé à 3^{cm} du miroir primaire et à 7^{cm} du miroir secondaire. La position du maximum peut être fixée à 3° près, et l'on trouve pour l'indice de l'ébonite $n = 1,6$. La racine carrée de la constante diélectrique mesurée par divers auteurs est comprise entre 1,4 et 1,8.

III. Double réfraction. — Parmi toutes les substances cristallines essayées, c'est le soufre rhombique naturel qui s'est montré le mieux approprié à l'étude de la double réfraction, tant par ses propriétés isolantes que par la grandeur de la séparation qu'il produit.

a. Déviation prismatique. — De deux cristaux à peu près identiques, on a extrait deux prismes de $1^{cm},8$ de hauteur et $1^{cm},3$ de large et dont l'angle réfringent est de 25°. L'arête réfringente du premier prisme était parallèle à l'axe de plus grande, celle du second à l'axe de plus petite élasticité diélectrique; les indices, pour des vibrations parallèles à l'arête, sont

$$n_1 = 2,25,$$
$$n_2 = 2,00,$$

le troisième chiffre n'étant donné qu'à titre d'indication. Les racines carrées des constantes diélectriques mesurées par Boltzmann sont

$$\sqrt{D_1} = 2,18,$$
$$\sqrt{D_3} = 1,95.$$

b. Prisme de nicol. — Ces indices permettent de calculer

l'angle de réflexion totale sur l'ébonite correspondant à l'indice *moyen* du soufre et, par suite, de construire un *nicol à oscillations électriques*. Un parallélépipède de soufre dont les arêtes sont parallèles aux axes diélectriques et dont les dimensions sont 2^{cm}, $1^{cm},8$ et $1^{cm},2$ est partagé suivant un plan qui contient l'axe D_1 et fait avec l'axe D_3 un angle de 50°; entre les deux morceaux on interpose une plaque d'ébonite de $1^{mm},8$ d'épaisseur.

Un rayon incident qui se propage suivant D_2 se dédouble dans ce prisme en deux composantes vibrant parallèlement à D_1 et à D_3 et la première seule éprouve la réflexion totale.

Par exemple, si les deux miroirs sont parallèles, on peut éteindre ([1]) la vibration en plaçant D_1 parallèlement à la vibration électrique; mais, si l'on tourne le prisme de 90°, on a aussitôt une forte déviation galvanométrique. Quand les deux miroirs sont croisés, il n'y a pas de déviation si la section principale du nicol est parallèle à l'axe des miroirs, mais si l'on tourne le prisme de 45° on observe une déviation du galvanomètre.

c. Plaques quart d'onde. — On obtient une plaque quart d'onde en taillant dans un cristal de soufre une plaque carrée de 6^{mm} d'épaisseur dont le plan est parallèle à D_1 et à D_3. Si l'on interpose cette plaque entre les miroirs croisés, on n'obtient pas de déviation galvanométrique quand les axes sont parallèles aux miroirs; mais, si l'on tourne la plaque de 45°, la vibration est polarisée circulairement et le galvanomètre dévie. E. Bouty.

K. OLZEWSKI. — Bestimmung der kritischen und der Siedentemperatur des Wasserstoffes (Évaluation de la température critique et de la température d'ébullition de l'hydrogène); *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 133; 1895.

Dès 1891, M. Olzewski ([2]) a proposé d'évaluer la pression critique au moyen d'une détente lente. Le gaz étant refroidi le plus possible, mais à une température encore supérieure à sa tempéra-

---

([1]) Pratiquement la déviation galvanométrique n'est pas annulée mais réduite environ au $\frac{1}{5}$ de sa valeur.

([2]) *Bulletin international de l'Académie de Cracovie*, mai 1891.

ture critique, est soumis à une pression supérieure à sa pression critique; on le détend progressivement jusqu'à ce qu'un léger brouillard apparaisse : à cet instant, la pression est égale à la pression critique. On trouve ainsi que la pression critique de l'hydrogène est de 20 atmosphères.

Pour avoir la température critique, il suffirait d'avoir immergé dans le gaz un appareil thermométrique assez sensible et d'observer son indication à l'instant où le brouillard apparaît.

Le thermomètre employé par M. Olzewski est une résistance en platine étalonnée à l'aide du thermomètre à hydrogène à 0°, à — 78°,2 dans le mélange d'éther et d'un excès d'acide carbonique solide, à — 182°,5 dans l'oxygène liquide sous la pression atmosphérique et à — 208°,5 dans l'oxygène liquide sous la pression de 15^{mm} de mercure. Cette résistance qui, à 0°, représente 1000^{ohms}, est enroulée sur une très légère carcasse en mica en forme d'étoile; elle n'est revêtue d'aucun enduit isolant et le poids total de l'appareil ne dépasse pas 0^{gr},177.

L'hydrogène a été comprimé à 170 atmosphères dans une bouteille de fer B de 3^{lit} de capacité, en communication avec une sorte de dé en acier D de quelques centimètres cubes de capacité, renfermant la résistance thermométrique et refroidi à — 210° dans l'oxygène liquide. Au moment de réaliser l'expérience, on sépare D de B, et on laisse l'hydrogène du dé se détendre lentement; on mesure la résistance du fil de platine à l'instant où la pression est de 20 atmosphères; on en déduit la température critique. On déduit de même la température normale d'ébullition de la valeur obtenue pour la résistance des fils de platine quand la pression du gaz s'est abaissée jusqu'à la pression atmosphérique.

L'expérience a été réalisée avec la même résistance enroulée sur des carcasses de poids total très différent : elle a toujours donné des résultats concordants dont voici la moyenne :

Pression.	Résistance.	Température calculée.
atm	ohms	°
20	383	—234,5 (Temp. critique)
10	369	—239,7
1	359	—243,5 (Temp. d'ébull.)

Malgré la concordance des nombres, on pourrait craindre quelque erreur systématique tenant par exemple à ce que l'équilibre

de température entre le gaz et le thermomètre ne serait pas suffisamment établi à l'instant des mesures. Pour lever les doutes, M. Olzewski a déterminé par le même procédé, les températures critique et d'ébullition de l'oxygène qui sont déjà connues :

Pression.	Température calculée.	Température connue.	
atm	° °	°	
50,8	—118 à —119,2	—118,8	(Temp. crit.)
32,6	—130	—130,3	
10,2	— 152	—151,6	
1	— 181,3 à —182,5	—181,4 à —182,7	(Temp. d'ébull.)

La concordance ne laisse rien à désirer.

On peut donc admettre que la température critique de l'hydrogène et sa température d'ébullition sont désormais connues à un couple de degrés près. Rappelons à ce sujet les calculs thermodynamiques de M. L. Natanson que ce journal a publiés récemment ([1]) et d'après lesquels la température critique de l'hydrogène serait voisine de — 232° et son point d'ébullition de — 244°. Ces valeurs coïncident très sensiblement avec celles que donne aujourd'hui M. Olzewski. E. Bouty.

G. MOURET. — Sur les lois fondamentales de la chaleur (*C. R.*, t. CXVIII, p. 461; 1894).

Il est possible de faire la théorie de la chaleur en partant d'un certain nombre de lois générales qui permettent de prévoir, par de pures déductions mathématiques, ce qui se passe dans chaque cas particulier, et servent de base à une définition rationnelle de deux notions fondamentales (outre celle de température définie par l'équilibre thermique), la notion d'entropie et la notion de quantité de chaleur.

Les changements que subissent les corps peuvent se classer en deux groupes distincts : 1° les changements réversibles à température constante; 2° les changements réversibles ou non, qui ont

---

([1]) *Voir* p. 219 de ce Volume.

pour cause une différence de température. De là on déduit que si les corps d'un système ne sont pas tous revenus, après transformations, à leur état initial, deux d'entre eux au moins ont subi des changements de sens inverse.

Du premier groupe de transformations, on déduit la notion de *l'entropie,* du deuxième groupe, celle de *quantité de chaleur.* De plus la succession de changements irréversibles donne lieu à la loi fondamentale de Clausius : *Dans tout système isolé thermiquement et hors d'équilibre sous n'importe quel rapport, la transformation irréversible qui s'accomplit lorsque le système est abandonné à lui-même est accompagné d'un accroissement de l'entropie totale du système.* L'auteur pense que les trois lois : conservation de l'entropie dans les opérations réversibles, conservation de la chaleur dans la conduction, augmentation de l'entropie dans les phénomènes irréversibles, ne pouvant être déduites d'une loi unique plus générale, il faut les mettre à la base de la théorie de la chaleur. R. Dongier.

E. SEMMOLA. — Production d'un son dans un microphone, sous l'action d'une radiation thermique intermittente (*C. R.*, t. CXVIII, p. 525; 1894).

Un faisceau de lumière solaire concentré, par une lentille, *n* fois par seconde sur la lame métallique dorée d'un microphone d'Hunnings produit un son faible correspondant à *n* vibrations. Les radiations calorifiques seules sont efficaces; on le vérifie en les absorbant par une substance athermane et alors le téléphone devient muet. R. Dongier.

H. GILBAULT. — Émission des sons; transmissions des sons (*C. R.*, t. CXVIII, p. 135, 1037, 1244; 1894).

L'auteur se propose de déterminer les constantes de la formule

$$x = \mathrm{B}\, l^{-\frac{2}{2m}(t+q^2)} \sin\left(\frac{t+q^2}{m}\sqrt{h^2 m + \frac{q^2}{4} + c}\right),$$

dans laquelle x représente la valeur, au temps t, de l'élongation

de la vibration sonore d'un corps placé dans une tranche d'air vibrante. L'expérience présente quelques particularités curieuses : 1° la valeur de q pour un même diapason est trois fois plus grande lorsqu'il est recouvert de noir de fumée que lorsque le métal est poli ; 2° les faces noircies situées dans le plan de vibration ont seules de l'influence sur l'amortissement du diapason. La nature des faces normales au plan de vibration n'intervient pas. Ainsi une lame élastique de grande surface, mais de très faible épaisseur, présente un amortissement indépendant de la nature de la surface ; les résultats obtenus sont identiques, lorsque le métal est poli, lorsqu'il est recouvert d'huile ou de noir de fumée.

R. Dongier.

Alexandre DE BERTHA. — Sur un système de gammes nouvelles (*C. R.*, CXVIII, p. 1137 ; 1894).

L'auteur propose l'emploi d'une gamme nouvelle, qui d'ailleurs a été utilisée à son insu par M. de Polignac en 1888. On divise l'intervalle d'octave en douze demi-tons et l'on établit la suite des notes de façon qu'elles diffèrent successivement de deux demi-tons et d'un demi-ton. Si la deuxième note diffère de la première d'un demi-ton, on a la suite

$$(\tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T),$$

qui contient une seconde mineure, la médiante et la dominante et manque de sous-dominante et de note sensible. On donne aux gammes de cette espèce le nom de *homotones premières*. Si la deuxième note diffère de la première d'un ton, on a les *homotones secondes* avec la suite

$$T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T,\ T,\ \tfrac{1}{2}T.$$

Cette gamme contient la note sensible, la seconde majeure et la sous-dominante ; elle manque, au contraire, de médiante et de dominante. Ces gammes anharmoniques ont un point de départ bien simple et n'impliquent aucun changement dans le domaine de la musique actuelle à laquelle elle fournit des ressources nouvelles.

R. Dongier.

E. de POLIGNAC. — Sur un système de gammes chromatico-diatomiques (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1412; 1894).

L'auteur revendique la mise en usage des gammes anharmoniques de M. Bertha; depuis 1888 il a fait exécuter dans différents concerts des morceaux de sa composition, écrits dans ce système.

R. Dongier.

V.-E. VEUCLIN. — *Pierre Durand*, prêtre de Lisieux, électricien normand de la fin du XVIIIe siècle (Compte rendu d'un manuscrit du Congrès des Sociétés savantes, en 1894).

M. E. Veuclin a découvert, dans les Archives du département de l'Orne, l'existence d'un électricien, Pierre Durand, né probablement à Hermival-les-Vaux, acolyte en 1767, puis prêtre à Lisieux en 1788. Si l'on en croit une lettre écrite par ce dernier à l'Intendant d'Alençon, datée du 6 juin 1788, il possédait bien des secrets non encore élucidés de nos jours : 1° d'abord un lumignon phosphoro-économique fournissant de la lumière pendant environ huit mois; 2° un secret pour électriser en tout temps et avec force en faveur des malades qui ont besoin de ce remède. 3° un microscope grossissant; 4° les plans d'un bateau marchant sans rames avec roues. Malheureusement, les documents ne contiennent pas trace des procédés utilisés; le prêtre exigeait, en effet, en échange du fruit de ses réflexions, « une pension honneste et décente ». En 1789, l'abbé Durand proposait de faire paraître au moyen de souscriptions, les 1er et les 15 de chaque mois, un Journal où il exposerait ses nouvelles découvertes avec des observations sur les « phosphores, les briquets phosphoriques, etc. ». Le premier numéro, qui devait voir le jour en novembre 1789, n'a pas paru.

On ne saurait, dans ces conditions, émettre un avis bien documenté sur les Inventions dont le Mémoire de M. Veuclin ne donne que l'énoncé. Le lumignon était-il obtenu par des phénomènes de phosphorescence? On serait tenté de le croire, puisque Grainville, dans sa lettre au Ministre, M. de Breteuil, datée du 6 juin 1788, prétend que le lumignon n'est pas susceptible de

produire d'autre lumière que celle du ver luisant. Nous ne saurions davantage pénétrer le secret qui permet d'électriser de tout temps avec force. On savait, à cette époque, conserver l'électricité sur les corps conducteurs (GRAY, *Philosophical Transactions*, 1720), on savait la produire par le frottement, par induction électrostatique et l'on connaissait l'usage de la bouteille de Leyde (voir KLEIST et CUNEUS, 1745).

A cette époque, Coulomb établissait les lois sur les attractions et les répulsions électriques (1784-89); mais les premières expériences, qui ont conduit aux piles et aux courants électriques, n'avaient pas encore été faites (GALVANI-VOLTA; 1789).

R. DONGIER.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

T. XXVI; 1894.

W. MICHELSON. — Sur l'emploi du calorimètre à glace dans l'actinométrie, p. 1-26.

Le calorimètre de Bunsen a été déjà appliqué à l'actinométrie, en 1874, par Röntgen et Exner, mais la construction de leur appareil étant mal étudiée, les résultats ne furent pas satisfaisants. Néanmoins, M. Michelson a tenté une nouvelle expérience, car il lui parut facile d'annuler les pertes du calorimètre de Bunsen par radiation, et d'éliminer, par cela même, la principale source d'indécision dans l'actinométrie. Il a conservé, en général, la construction et la forme même du classique calorimètre de Bunsen : l'appareil a été monté sur un axe horizontal, le long duquel s'étend le tube gradué. A l'aide d'une rotation autour de cet axe et d'un déplacement azimutal de tout le système sur une table, on orientait le calorimètre de manière que les rayons solaires, limités par un diaphragme de dimensions convenables, tombaient sur le fond de l'éprouvette centrale, le long de son axe. Cette éprouvette contenait un tube d'absorption, formé d'un bout d'éprouvette ordinaire, long de 3^{cm}, couvert à l'intérieur de noir de fumée, par la méthode de Soret ou par celle d'Ångström, et prolongé par un tube en carton. Une grosse goutte de mercure

assurait la transmission de la chaleur de la surface enfumée de l'éprouvette au calorimètre, de sorte que le retard n'excédait pas sensiblement trente secondes.

Quelques expériences préliminaires, faites par l'auteur à Davos Dörfli, en Suisse, à l'altitude de 1560^{m}, au printemps de 1893, semblent très satisfaisantes; la durée de chaque expérience peut être réduite à une minute, le vent n'a aucune influence sur le résultat, les corrections sont à peu près nulles et ne dépendent que de l'appareil lui-même. Le maximum de la radiation solaire a été trouvé égal à $1,486 \frac{\text{calories}}{\text{minutes (c. m.)}^2}$, le 21 mars 1893, à 11^{h}34^{m}.

A. STOLETOW. — Sur l'état critique des corps, 4e Mémoire, p. 26-30.

L'auteur discute ici les deux Mémoires de M. Gouy (*Comptes rendus*, t. CXV, p. 720, et CXVI, p. 1289); il apprécie beaucoup son explication du manque d'homogénéité de l'acide carbonique à sa température critique, par suite de la grande compressibilité de ce corps qui, dans ces conditions, produirait une différence de densité de 1 pour 100 à une distance de 0^{mm},5 du *niveau critique;* il exprime son regret que M. Gouy n'ait pas décrit les moyens qu'il emploie pour maintenir une température constante à 0°,001 C. près, pendant une semaine entière. Ensuite, M. Stoletow cite le Mémoire de MM. W. Ramsay et S. Young ([1]), dont les conclusions sont en parfait accord avec celles de l'auteur ([2]).

P. BACKHMÉTIEFF. — Sur les courants telluriques, pp. 31-76 et 159-200.

Après un aperçu historique, assez détaillé, du sujet, l'auteur décrit ses observations propres, faites en septembre et octobre 1893 dans la plaine de Sofia, en Bulgarie. Les électrodes en zinc amalgamé, plongées dans une solution de sulfate de zinc contenue dans un vase en poterie poreuse, étaient ensevelies à 1^{m} de profondeur dans le sol. Une de ces électrodes était placée

([1]) *On the thermal behaviour of the liquides*, (*Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVII, p. 215).
([2]) Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 571.

au centre d'un quadrant de 80^m de rayon, et sept autres réparties régulièrement sur sa circonférence. Le courant maximum était dirigé dans l'azimuth de $35°$, comptés du nord vers l'est. Le maximum diurne correspondait à $4^h 30^m$ du matin, et le minimum à 3^h de l'après-midi. Quelques minutes après midi, on observait tous les jours un petit accroissement du courant, brusque et de courte durée. La différence maximum du potentiel, calculée pour une distance des électrodes égale à 1^{km}, a été trouvée de $0^{volt},088$. Dans les caves de l'École supérieure de Sofia, l'allure des courants telluriques était à peu près la même, mais les variations avaient des amplitudes moindres. Les observations, à l'aide d'électrodes plongées dans l'eau d'un étang, furent compliquées par les courants de diffusion du sulfate de zinc, ainsi que par les courants produits par les vagues et les bateaux en mouvement. Quant à la cause des courants telluriques dans la plaine de Sofia, l'auteur les attribue à des phénomènes thermoélectriques.

M. SCHILLER. — Sur la variation de l'énergie électrostatique et les forces de l'électrostriction, p. 203-217.

La méthode générale de l'auteur permet, en précisant les idées, d'obtenir à volonté les formules de Maxwell, de Helmholtz, de Kirchhoff ou de Korteweg.

M. KASANKINE. — Note sur les coefficients de compressibilité des solutions salines, p. 218-222.

L'auteur suppose que la pression osmotique π d'une solution est égale à la différence des attractions moléculaires de la solution et du dissolvant, et proportionnelle au coefficient de contraction de la solution k. Le coefficient de compressibilité de la solution sera alors égal au quotient $\frac{1-k}{\pi}$.

Les résultats des expériences de M. Charpy et de M. Schumann ont été confrontés avec ces suppositions de l'auteur, par exemple pour les solutions de $NaCl$ à 5, 10 et 15 pour 100; les coefficients de compressibilité de ces solutions, calculés par la formule de l'auteur d'après leurs pressions osmotiques, sont respectivement : 380×10^{-7}, 438×10^{-7} et 603×10^{-7}, tandis que M. Schumann

a trouvé par l'expérience : 455×10^{-7}, 397×10^{-7} et 348×10^{-7}. Ces nombres sont du même ordre de grandeur, quoiqu'ils ne présentent pas de concordance bien marquée.

P. BACKHMÉTIEFF et N. PENTCHEFF. — Sur les courants électriques produits par le mouvement de l'eau à travers des corps poreux, p. 225-248.

Un filtre-bougie de Pasteur servait de diaphragme pour une série d'expériences avec l'eau ordinaire et l'eau distillée; on faisait varier la température et l'on déterminait la force électromotrice du courant par la méthode de compensation. Cette force augmentait notablement avec la température, par exemple, de $0^{volt},011$ à 11°C., à $0^{volt},025$ à 23°C. pour une série de mesures avec l'eau ordinaire. Elle était plus grande pour l'eau distillée et diminuait à la longue pour le même filtre. Un cylindre de verre, rempli de sable, de terre végétale ou de neige, et muni d'électrodes en platine à la base et près du sommet, a donné aussi un courant variable pendant tout le temps que l'eau employait à imbiber le sable, et qui disparaissait quand le mouvement de l'eau cessait.

A. HERITSCH. — Électromètre absolu de M. Schwedoff, p. 249-252.

Cet appareil de démonstration permet de mesurer directement la pression électrostatique $2\pi\sigma^2$ à la surface d'une sphère électrisée. Il consiste en une sphère en laiton de rayon $\mathcal{R} = 7^{cm},5$, soutenue par un axe isolant horizontal, une calotte en aluminium du même rayon de courbure que la sphère, de rayon $r = 1^{cm},4$ et de masse $p = 0^{gr},077$, est suspendue à l'aide de deux fils de cocon, à un support isolant fixé à l'axe de l'appareil, de manière à coïncider, dans sa position d'équilibre, avec la surface de la sphère. Pour maintenir le contact, quand le potentiel de la sphère est v, il faut tourner tout l'appareil de l'angle α, alors

$$v = \frac{\mathcal{R}}{r}\sqrt{8pg\sin\alpha}.$$

L'appareil est gradué d'après la relation $v^2 : v'^2 = \sin\alpha : \sin\alpha'$, en prenant pour unité le potentiel nécessaire pour équilibrer tout

le poids de la calotte, correspondant à une rotation $\alpha = \frac{\pi}{2}$; pour l'appareil décrit, cette unité était égale à 131,7 unités électrostatiques.

M. Heritsch a fait plusieurs séries d'observations pour vérifier le degré d'exactitude de cet électromètre, par comparaison avec des mesures de la charge d'une bouteille de Leyde, faites à l'aide d'un galvanomètre balistique; les différences n'excèdent pas 2 ou 3 pour 100 des nombres obtenus. Pour bien fonctionner, les surfaces de la sphère et de la calotte doivent être d'un fin douci.

B. ROSING. — Sur la variation de la longueur d'un fil de fer pendant sa magnétisation, p. 253-264.

L'auteur a commencé ses expériences en 1891; sa méthode et les résultats de ses recherches sont semblables à ceux que M. Nagaoka a publiés en 1894, quoique les deux physiciens aient opéré indépendamment l'un de l'autre. Le fil de fer avait $39^{cm},5$ de longueur et $0^{cm},083$ de diamètre, il était brasé par ses deux bouts, à des fils de cuivre de longueur telle que le coefficient de dilatation du système était égal à celui d'un fil de même longueur totale formé de platine brasé entre deux fils de cuivre. Tous les deux étaient suspendus au milieu d'une bobine magnétisante verticale de 86^{cm}, ayant $13^{tours},14$ par centimètre. Une petite bobine de 1300 tours, placée à moitié de la longueur de la grande, permettait de mesurer la magnétisation du fil en valeur absolue à l'aide d'un galvanomètre balistique et d'un inducteur terrestre. Le fil en platine-cuivre était fixé, par son extrémité inférieure, à un levier horizontal muni d'un prisme à réflexion totale, dont la surface supérieure était horizontale. L'extrémité inférieure du fil fer-cuivre était attachée près de l'axe de rotation d'un deuxième levier, supporté par le premier, de sorte que la variation de température restait sans influence sur la position relative des deux leviers; on déterminait celle-ci par le déplacement des anneaux de Newton, formés par la surface du prisme et celle d'une lentille de grand rayon de courbure, portée par l'extrémité libre du deuxième levier. Un microscope permettait de mesurer des déplacements de $\frac{1}{20}$ de l'intervalle de deux anneaux, correspondant à

11×10^{-7} de la longueur du fil (l'appareil de Nagaoka donnait 8×10^{-7}). La tension du fil magnétisé était de 380gr par millimètre carré.

La relation entre la variation δl de la longueur du fil, l'intensité de son aimantation I, et l'intensité du champ magnétique H, peut être exprimée par la formule

$$10^9 \frac{\delta l}{l} = 0,0000448341\,I^2 - 0,00365023\,IH + 0,0301531\,H^2.$$

P. BACKHMETIEFF. — **Les propriétés physiques des amalgames de cadmium, p. 265-286.**

L'auteur a mesuré les densités des amalgames de cadmium de diverses compositions entre 60° C. et la température du laboratoire. L'amalgame à 10 pour 100 de cadmium (Hg^4Cd) présente une densité et un coefficient de dilatation plus grands que ceux trouvés par le calcul; l'amalgame à 42,8 pour 100 (Hg^3Cd^4) présente au contraire un coefficient de dilatation moindre que celui donné par le calcul. La condensation maximum correspond à peu près à une teneur de 13 pour 100 de cadmium. Ces résultats conduisent l'auteur à considérer Hg^3Cd^4 et Hg^4Cd comme des composés chimiques définis.

W. MICHELSON. — **A propos d'une Note de M. le professeur Bouty, p. 287-289.**

M. Bouty, en publiant, dans le *Journal de Physique* (1), un résumé du Mémoire de l'auteur sur la vitesse de combustion des mélanges explosifs des gaz (2) a suggéré l'idée que la discordance des résultats de l'auteur avec ceux de MM. Mallard et Le Chatelier pouvait être attribuée, au moins partiellement, à ce que la température du gaz affluant au brûleur est supérieure à celle du gazomètre.

L'auteur constate qu'il a pris toutes les précautions pour que le gaz ne puisse s'échauffer notablement dans le brûleur : les tubes conducteurs étaient en verre, avec un brûleur en laiton de volume

(1) Vol. IX, 2e série, année 1890, p. 563.
(2) *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 1-24.

insignifiant; on ne laissait la flamme brûler que pendant un intervalle de vingt secondes à deux minutes tout au plus, et au cas où le brûleur s'échauffait notablement, on l'enveloppait d'un linge mouillé par de l'eau froide constamment renouvelée.

Dans le calcul, l'expansion du gaz s'écoulant du gazomètre a été considérée comme isothermique et non adiabatique. En outre, d'après les formules de Mallard et Le Chatelier, ainsi que d'après les observations de Helmholtz, la vitesse de combustion croît avec la température initiale des gaz, de sorte que les vitesses calculées par l'auteur seraient trop grandes et non pas moindres, si la cause d'erreur supposée existait réellement. L'auteur lui-même attribue les discordances à l'imperfection de la méthode de MM. Mallard et Le Chatelier, qu'il a discutée dans son Mémoire.

PIERRE LEBEDEW. — **Appareil pour la projection des vibrations sonores**, p. 290-293.

L'idée de rendre visibles, à tout un auditoire, les vibrations de la membrane d'un phonautographe a été réalisé par Rigollot et Chavanon en 1883 ([1]), mais leur appareil était trop peu pratique pour être employé couramment. L'auteur emploie un mince diaphragme en liège, pressé par sa circonférence entre deux anneaux en métal, dont l'un porte un court porte-voix en ébonite. Un léger miroir galvanométrique s'appuie sur un talon en liège, fixé au milieu du diaphragme, et sur deux petites plaques en liège, supportées par une pince que l'on peut ajuster exactement par rapport à la membrane, à l'aide de vis et d'un ressort. Les rayons d'une lampe électrique à arc, placée dans une lanterne Duboscq sans condensateur, passent par un petit trou percé dans un diaphragme, tombent sur une grande lentille de 1^m de distance focale, se réfléchissent sur le miroir de l'appareil, puis sur un miroir tournant de Kœnig et projettent enfin l'image du diaphragme sur un écran. Quand la membrane en liège vibre et que le miroir tourne, on voit se projeter sur l'écran les diverses courbes du phonautographe. Le miroir tournant que l'auteur emploie est un prisme à 6 ou à 12 faces, dont chacune est formée par un miroir muni de vis de correction.

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, vol. II, année 1883, p. 553.

N. SLOUGUINOFF. — Expériences avec des courants alternatifs de grande fréquence, p. 295-304.

En répétant les expériences classiques de Tesla, l'auteur a réalisé quelques combinaisons nouvelles, entre autres la production des courants alternatifs dans plusieurs spirales à la fois, par une même source.

W. LERMANTOFF. — Vérification de la règle du parallélogramme des forces, p. 306.

On peut obtenir la vérification d'une règle quelconque, si en l'appliquant successivement dans le même sens on arrive à une vérité déjà connue. Mais il est évident qu'il n'est pas légitime d'appliquer la règle directe et puis sa réciproque : on risque de retrouver simplement la supposition primitive. C'est par cette raison qu'une démonstration bien simple du parallélogramme des forces, insérée, en 1858, dans la préface du *Cours de Mécanique* de A. Wernike et appartenant à M. Stader, perd toute sa valeur. Tout en conservant le diagramme de M. Stader, l'auteur a modifié complètement son raisonnement : supposons que deux forces égales et directement opposées sont appliquées en un point quelconque et que deux autres forces agissent au même point le long de la perpendiculaire à la direction commune des deux premières. Il est évident que la résultante de ces quatre forces est égale à la somme algébrique des deux dernières. D'autre part, on peut composer une des deux premières forces par la règle du parallélogramme avec une des deux autres; faire de même pour les deux forces restantes et composer les deux résultantes par la même règle. Il est bien facile de démontrer géométriquement que l'on obtient la même résultante finale que par le premier procédé. On peut substituer un pareil système de quatre forces à chaque paire de forces agissant en un point sous un angle quelconque de $0°$ à $180°$; donc la démonstration est générale.

TH. KAPOUSTINE. — Sur quelques propriétés des gaz sous l'action de la pesanteur (Communication préliminaire), p. 307.

La formule hypsométrique ordinaire, appliquée aux condi-

tions des expériences de Regnault, montre que l'influence du poids de la colonne de gaz contenue dans le manomètre n'est pas négligeable, et produirait une déviation de la loi de Mariotte dépassant la limite des erreurs d'observations, même dans le cas d'un gaz idéal. De même, un thermomètre à air avec un réservoir cylindrique de 1000^{cc} de volume et de 100^{cm} de longueur, peut donner une différence de température de $0^{\circ},006$ C., suivant que son réservoir est horizontal ou vertical.

N. HESEHUS. — Théorie de la conductibilité sonore, p. 322-330.

La transmission de l'énergie sonore dans un milieu est provoquée par la différence des vitesses maximum, u' et u des molécules voisines, de masse μ, distribuées dans l'espace aux distances ε l'une de l'autre. L'excès de l'énergie

$$\frac{\mu}{2}(u^2 - u'^2) = -\frac{\mu}{2}\frac{\partial(u^2)}{\partial x}\varepsilon$$

est transporté dans la direction x à la deuxième molécule, tandis que l'énergie perdue par la première lui est restituée par la molécule précédente, pendant le moment suivant. (La masse μ est proportionnelle au poids moléculaire du milieu.) Ce procédé sera répété $\frac{\omega}{\varepsilon}$ fois par seconde, si ω est la vitesse du son. La quantité d'énergie transmise le long de l'axe des x pendant une seconde pour l'unité de surface contenant n molécules peut être exprimée par

$$U = -\frac{\mu n}{2}\omega\frac{\partial(u^2)}{\partial x}.$$

Pour une direction quelconque

$$Q = -\frac{\mu n}{2}\omega\left[\frac{\partial(u^2)}{\partial x}\cos\alpha + \frac{\partial(u)^2}{\partial y}\cos\beta + \frac{\partial(u^2)}{\partial z}\cos\gamma\right].$$

Cette expression devient identique à celle de la conductibilité thermique, si l'on fait $-\frac{\mu n}{2}\omega$ égal à k, et $u^2 = t$, de sorte qu'on peut appliquer les formules connues de la conductibilité thermique à la résolution des problèmes sur la propagation du son, dans un milieu dépourvu de frottement intérieur. Pour un cylindre en

régime permanent, la quantité d'énergie est constante pour toutes les sections

$$W = -\frac{\mu n \omega}{2}\frac{\partial(u^2)}{\partial x} = \text{const.} \qquad \text{et} \qquad u^2 = cx + c'.$$

Pour $x = 0$, $u^2 = u_1^2$ et pour $x = l$, $u^2 = u_2^2$, par conséquent,

$$W = \frac{n\mu\omega}{2}\frac{u_1^2 - u_2^2}{e},$$

résultat conforme à l'expérience. Si l'on nomme ν le nombre de molécules disposées sur l'unité de longueur dans le corps de densité ρ, $n = \nu^2$, et $\rho = \mu\nu^3$, par conséquent

$$k = \frac{\mu n \omega}{2} = \frac{1}{2}\rho^{\frac{2}{3}}\mu^{\frac{1}{3}}\omega.$$

Il est impossible, pour le moment, d'introduire le frottement intérieur dans les formules, car la relation de cette quantité à la vitesse des molécules vibrantes est inconnue; par conséquent, on peut seulement ranger les corps d'après leurs conductibilités sonores sans avoir la prétention de calculer leurs coefficients avec quelque précision. Une nouvelle série d'expériences sur divers métaux, pour lesquels l'auteur a calculé les coefficients k d'après la formule

$$k = \frac{2}{2}\rho^{\frac{2}{3}}\mu^{\frac{1}{3}}\omega,$$

a donné une approximation suffisante : seul l'aluminium se trouve placé d'après l'expérience plus haut que d'après le calcul.

A. POPOFF. — Un cas de transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique, p. 331-334.

Sur une plaque massive de métal quelconque, bien dressée et horizontale, on met une feuille mince de mica et l'on pose sur celle-ci une bande de laiton de 1^{mm} à 5^{mm} d'épaisseur et de 3^{cm} à 5^{cm} de largeur, courbée en arc de cercle et fortement chauffée. L'arc chauffé commence à rouler vivement d'un mouvement de va-et-vient sur son support; le phénomène continue pendant plusieurs minutes, jusqu'à ce que la température de la pièce de laiton baisse à 80°-90° C. Un cylindre entier exécute des mouvements de même

nature, si l'on relève un peu les deux côtés de la feuille de mica. Un cône tronqué roule d'une manière continue. Le mouvement est le plus intense pour des cylindres et des cônes creux et légers en fer ou en laiton. La lame de mica doit avoir une épaisseur de $0^{mm},2$ ou moins, si la surface de la plaque est bien dressée.

W. Lermantoff.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. VI; novembre 1895.

G. Maneuvrier. — *Nouvelle méthode de détermination du rapport* $\frac{c}{C}$ *pour l'air et d'autres gaz*, p. 321.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XL; octobre 1895.

W. Hibbert. — *La loi de Gladstone en Optique physique et le volume de la matière liquide*, p. 321.

L. Trenchard More. — *Changements de longueurs produites dans des fils de fer par l'aimantation*, p. 345.

G. Johnstone Stoney. — *De la théorie cinétique des gaz considérée comme une illustration des phénomènes naturels*, p. 362.

H.-C. Jones. — *Relations cryoscopiques de solutions étendues de sucre de canne et d'alcool éthylique*, p. 383.

Novembre 1895.

R.-A. Lehfeldt. — *Sur les propriétés d'un mélange de liquides*, p. 397.

F.-A. Waterman. — *Calorimètre perfectionné pour l'application de la méthode des mélanges*, p. 413.

W. Sutherland. — *Viscosité des mélanges gazeux*, p. 421.

E.-H. Griffiths. — *L'unité thermique*, p. 431.

Th. Estreicher. — *Sur les pressions de saturation de l'oxygène*, p. 454.

Ch.-H. Lees. — *Construction géométrique simple pour trouver l'intensité de l'illumination en un point d'un plan due à une petite source de lumière symétrique autour d'un axe perpendiculaire à ce plan*, p. 463.

H. Wilde. — *Sur l'hélium et sa place dans la classification naturelle des corps simples*, p. 466.

Sp. Umfreville Pickering. — *Enregistrement automatique de la discontinuité des propriétés des dissolutions*, p. 472.

Wiedemann's Annalen.

T. LVI ; n° 9, 1895.

P. Lebedew. — *Sur la double réfraction des rayons de force électrique*, p. 1.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur l'émission lumineuse des substances organiques à l'état gazeux, liquide et solide*, p. 18.

H. Rubens. — *Galvanomètre à vibrations*, p. 27.

R. Reiff. — *Sur le mouvement de l'électricité dans les dissolutions et dans les métaux*, p. 42.

E. Ketteler. — *Nouvelle forme de la loi du mouvement lumineux dans les cristaux absorbants; son application à la théorie de la réflexion totale dans les cristaux transparents*, p. 56.

B. Galitzin. — *Théorie de l'élargissement des lignes spectrales*, p. 78.

W. Wien. — *Forme et équilibre des ondes marines*, p. 100.

K. Olzewski. — *Évaluation de la température critique et de la température d'ébullition de l'hydrogène*, p. 133.

J.-R. Schutz. — *Sur la production de tourbillons dans les liquides idéaux par des forces conservatives*, p. 144.

W.-H. Julius. — *Disposition pour protéger les instruments contre les secousses du sol*, p. 151.

W. Einthoven. — *Disposition pour isoler des mouvements des corps voisins*, p. 161.

K.-E.-F. Schmidt et H. Ruhlmann. — *Machine d'influence de Holtz*, p. 167.

R.-W. Wood. — *Méthode simple pour évaluer la durée des oscillations de torsion*, p. 171.

F. Hamburger. — *Sur le changement de couleur des dissolutions étendues de chromoxalate de potasse*, p. 173.

K.-R. Koch. — Addition à une Note *Sur un baromètre normal de laboratoire*, p. 175.

W. Schmidt. — *Remarque sur un Mémoire de l'auteur*, p. 176.

N° 10; 1895.

F. Kohlrausch. — *Sur l'usage pratique du pont de Wheatstone-Kirchhoff*, p. 177.

F. Kohlrausch. — *Mesures de densité de dissolutions extrêmement étendues*, p. 185.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Sur la luminescence de corps solides et de solutions salines*, p. 201.

P. Lenard. — *Sur l'absorption des rayons cathodiques*, p. 255.

H. Paalzow et F. Neesen. — *Sur le passage de l'électricité à travers les gaz*, p. 276.

O. Lehmann. — *Sur les rayons cathodiques et la décharge continue dans les gaz*, p. 304.

H. Luggin. — *Sur les phénomènes de polarisation de membranes métalliques minces*, p. 347.

P. Czermak. — *Emploi en Météorologie d'éléments thermoélectriques très ténus*, p. 353.

L. Holborn et W. Wien. — *Sur la mesure des hautes températures; deuxième Mémoire*, p. 360.

A. Oberbeck. — *Sur l'action refroidissante de courants d'air*, p. 397.

A. Pflüger. — *Courbes de dispersion anomale de quelques matières colorantes solides*, p. 412.

ERRATA.

Page 464, dernière colonne du Tableau, expériences de J. Joly :

Au lieu de :	1,354,	*lisez :*	1,3856.
»	1,362,	»	1,3926.
»	11,38,	»	1,3822.
»	1,352,	»	1,3822.

Même Tableau, 3ᵉ colonne, ajouter les nombres suivants :

1,3945	Regnault	1870,
1,3987	Violle et Vautier	1890.

Page 465, 2ᵉ colonne du Tableau, 2ᵉ ligne relative au chlore :

Au lieu de : 1,366, *lisez :* 1,336.

Page 485, ligne 15, *au lieu de :* soudant, *lire :* sondant.

Page 497, ligne 6, *au lieu de :* 31°40, *lire :* 31°60.

Page 499, ligne 11, *au lieu de : l'une des coordonnées, lire : l'axe des coordonnées.*

Page 505, lignes 13 et 16 *lire :* $\sqrt{\frac{s}{8\pi m}}$.

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LE TOME IV,

DE LA 3e SÉRIE [1].

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume; le second désigne la page.

[1] La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME IV, DE LA 3e SÉRIE (1).

Généralités, Mécanique et Pesanteur.

Actions moléculaires. Phénomènes physico-chimiques.

(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité.

Météorologie. Physique du globe.

Histoire de la Physique.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE.

21719 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

DÉCEMBRE 1895.

TABLE DES MATIÈRES.

DÉCEMBRE 1895.

Voir la suite à la page 3 de la Couverture.

21709 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS ET FILS, quai des Grands-Augustins, 55.

Le Gérant : Gauthier-Villars.